



Centro de Investigaciones en Óptica A.C

**Instrumentación para un Sistema Óptico Súper
Resolutor**

Tesis que para obtener el grado de
Maestro en Ciencias (Óptica)

PRESENTA:
Ing. José Alberto Aguilar Mora

ASESOR:
Dr. Jorge Luis García Márquez

León, Guanajuato

Junio 2012

Resumen

En este trabajo se presenta el desarrollo de la instrumentación de un equipo súper resolutor, tomando en cuenta la instrumentación del sistema como el conjunto de técnicas analizadas para realizar la caracterización y el control de dos moduladores espaciales de luz (SLM). El primer SLM que se describe en este trabajo, es un modulador basado en tecnología de espejos deformables con sistemas micro electromecánicos, denominada MEMS (*Micro Electromechanical-Systems*). El segundo SLM descrito, es un modulador basado en cristales líquidos depositados sobre silicio, denominados LCoS (*Liquid Cristal deposit on Silicon*). El objetivo del trabajo es conocer las características de los dispositivos que permitan modular de forma correcta la luz, ya sea en amplitud o en fase.

Para poder caracterizar correctamente los dispositivos, se midieron algunas características, como el intervalo por rango dinámico de fase, para ambos dispositivos, comparando el resultado de varias técnicas. Para el modulador espacial de tipo LCoS, además de la caracterización del rango dinámico, en este trabajo se describen las fluctuaciones espaciales intrínsecas del dispositivo, que se pueden observar tanto en fase como en amplitud, el hecho de haber probado diferentes técnicas para su caracterización, es debido a las fluctuaciones espaciales de fase y amplitud.

En el caso del MEMS, el intervalo por rango dinámico, no es un parámetro completamente indispensable, por que es otorgado por el fabricante. Sin embargo, el control del MEMS es un poco más complicado, que en el caso del LCoS. Por lo que se obtuvo un modelo matemático con el que se pudiese hacer la modulación de solo fase en la luz, caracterizando parámetros como la linealidad del dispositivo y la función de influencia.

Agradecimientos

Agradecimiento especial a mis padres Ignacio Aguilar y Gabriela Mora, por su apoyo en todo momento, gracias por ayudarme a alcanzar mis metas y objetivos. A mi hermano Fabio Aguilar por estar siempre presente. A mis abuelos, tías, tíos y primos por dar ánimos en todo momento.

Agradecimiento a quienes participaron en la etapa de investigación y desarrollo, es decir al grupo de microscopía y súper resolución: Dr. Jorge Luis García Márquez, MC. Enrique Noé Arias, Dr. Noé Alcalá, Dr. Enrique Landgrave, Dr. Abundio Dávila, Dr. Eduardo López, Dr. Arturo González y a mis compañeros del grupo MC. Yuliana Cruz y MC. Maximiliano Galán. Gracias por su apoyo y enseñanzas.

A mis compañeros de generación de la maestría tanto de óptica como de ópto- mecatrónica. Además de los compañeros del CIO. Agradecimiento al departamento de formación académica. Gracias a todos los profesores responsables de mi formación académica.

Finalmente, gracias al consejo nacional de ciencia y tecnología CONACYT.

Contenido

Resumen	i
Agradecimientos	ii
Contenido	iii
I. Lista de Figuras.	v
II. Lista de Tablas.	vii
III. Simbología y Acrónimos.	viii
IV. Objetivo	ix
a) Objetivos particulares	ix
V. Justificación	x
Capítulo 1. Introducción	1
1.1. Microscopia Óptica.....	1
1.1.1. Microscopia confocal	2
1.1.2. Microscopia basada en óptica no lineal	4
1.1.1. Microscopia STED	7
1.1.2. Microscopia por Luz Estructurada	8
1.2. Resolución Óptica.....	10
1.2.1. Límite de resolución	12
1.2.2. Resolución Lateral.....	12
1.2.3. Resolución Axial	14
1.2.4. Poder de resolución	14
1.3. Súper Resolución	15
1.3.1. Ingeniería de Pupilas en Microscopia.....	16
1.4. Moduladores espaciales de Luz	19
1.4.1. Aplicaciones en microscopia	20
Capítulo 2. Espejos Deformables MEMS	21
2.1. Introducción	21
2.2. Características Básicas.....	22
2.2.1. Características del dispositivo	24
2.2.2. Direccionamiento.....	25
2.3. Caracterización del MEMS.....	30
2.3.1. Determinación del desplazamiento en modo Pistón.....	30
2.3.2. Separación de los actuadores	35

2.3.3. Linealidad del dispositivo.....	36
2.3.4. Modelo del MEMS	40
2.4. Conclusiones	43
Capítulo 3. Moduladores espaciales tipo LCoS	44
3.1. Introducción	44
3.2. Características del dispositivo.....	45
3.3. Fluctuaciones Espaciales	47
3.3.1. Fluctuaciones espaciales de Fase.....	48
3.3.2. Fluctuaciones espaciales de Amplitud.....	48
3.4. Caracterización del dispositivo	50
3.4.1. Modulación en Amplitud.....	50
3.4.2. Rango Dinámico	53
3.5. Conclusiones	63
Conclusiones y Trabajo a Futuro.....	64
Conclusiones	64
Trabajo a Futuro.....	65
Referencias	66

I. Lista de Figuras.

Figura 1.1 Diagrama básico de un Microscopio Óptico Compuesto.....	2
Figura 1.2 Diagrama de un Microscopio Confocal con iluminación por transmisión.	3
Figura 1.3 Diagrama de un Microscopio Confocal con epi-iluminación.	3
Figura 1.4 Diagrama de diferentes procesos ópticos no lineales. a) SHG, b) THG, c) TFA...	5
Figura 1.5 Diagrama genérico de un microscopio basado en óptica no lineal.	6
Figura 1.6 Niveles de Energía de un Fluoróforo	7
Figura 1.7 Arreglo básico de la Microscopía STED	8
Figura 1.8 Franjas de Moiré.	9
Figura 1.9 Análisis de SIM en la Frecuencia.....	9
Figura 1.10 Difracción de una pupila arbitraria	10
Figura 1.11 Difracción de Fraunhofer para una apertura circular. a) Apertura circular b) Patrón de difracción.....	11
Figura 1.12 Criterio de Rayleigh	13
Figura 1.13 PSF de una pupila circular con diferentes fases relativas.	13
Figura 1.14 PSF de una Pupila Súper Resolutora.....	16
Figura 1.15 Función de Fase para una Pupila Súper Resolutora Binaria	17
Figura 1.16 PSF de una Pupila de Fase Binaria	18
Figura 1.17 Filtro Híbrido Súper Resolutor	18
Figura 1.18 Sistema de Filtrado Espacial basado en un SLM.....	20
Figura 2.1 Tipos de espejos deformables. a) Configuración segmentada, b) Configuración continua, c) Espejo deformado por los bordes.	21
Figura 2.2 Función de Influencia para un perfil gaussiano y un perfil cúbico.	23
Figura 2.3 Corte transversal de un MEMS.....	23
Figura 2.4 Distribución de los actuadores en el MEMS.....	25
Figura 2.5 Numeración de los Actuadores en Matlab.	28
Figura 2.6 Interferómetro tipo Twyman-Green para Calibración del MEMS.....	30
Figura 2.7 Algoritmo de Calibración para el Desplazamiento del MEMS	32
Figura 2.8 Coseno del Desplazamiento inducido por el MEMS en modo Pistón	33
Figura 2.9 Aproximación del Desplazamiento del MEMS	34

Figura 2.10 Separación entre Actuadores, alrededor del Actuador 103.....	35
Figura 2.11 Separación entre Actuadores.....	36
Figura 2.12 Perfil de dos actuadores activados al mismo tiempo.....	37
Figura 2.13 Función de influencia del actuador 103 al 25% y 16.67%.....	38
Figura 2.14 Función de Influencia Normalizada del Actuador 103 al 25% y 16.67%.....	39
Figura 2.15 Ajuste de datos de la función de influencia a) Corte en x , b) Corte en y	41
Figura 2.16 Modelo de la superficie del MEMS.....	42
Figura 3.1 Comportamiento de las Moléculas de Cristal Líquido ante la presencia de un campo eléctrico inducido. a) moléculas relajadas, b) moléculas excitadas a partir del campo eléctrico.....	44
Figura 3.2 Arreglo Molecular para los LC. a)Nematico, b) Smectic d)Cholestric.....	45
Figura 3.3 Alineación Molecular de un Cristal Líquido Tipo <i>Twisted Nematic</i>	45
Figura 3.4 Esquema de los pixeles del LCoS.....	47
Figura 3.5 Flicker de Intensidad.....	49
Figura 3.6 Espectro de Frecuencia del Flicker de Intensidad.....	49
Figura 3.7 Interferómetro Twyman-Green para la calibración del LCoS.....	50
Figura 3.8 Arreglo para la caracterización de Modulación en Amplitud del LCoS.....	51
Figura 3.9 Rango de Modulación en Amplitud para el LCoS.....	52
Figura 3.10 Porcentaje de Flicker.....	53
Figura 3.11 Imagen para la calibración del LCoS.....	53
Figura 3.12 Fase modulada del LCoS obtenida mediante la diferencia de interferogramas.....	55
Figura 3.13 Fase del LCoS obtenida a partir del algoritmo de LZ.CAI (2003).....	58
Figura 3.14 Fase del LCoS usando el Algoritmo de T. Kreis.....	60
Figura 3.15 Fase del LCoS usando el Algoritmo de J.M Huntley 1985.....	62

II. Lista de Tablas.

Tabla 1.1 Estructuras Biológicas que presentan Señales Armónicas [4].	5
Tabla 2.1 Características del Espejo Deformable MEMS MULTI-DM BCM12404.....	24
Tabla 2.2 Ejemplo del direccionamiento por medio del software del fabricante	27
Tabla 2.3 Archivos de comunicación entre el MEMS y Matlab.	29
Tabla 2.4 Parámetros de entrada y salida para las funciones de comunicación.	29
Tabla 3.1 Características Optoelectrónicas del LCoS LC-R 2500	46
Tabla 3.2 Secuencia de imágenes adquiridas para la caracterización del rango dinámico del LCoS.....	54

III. Simbología y Acrónimos.

WFM	Modulador de frente de onda (<i>Wave front modulator</i>).
SLM	Modulador Espacial de Luz (<i>Spatial Light Modulator</i>)
LC	Cristales líquidos (<i>Liquid Crystals</i>)
MEMS	Sistemas Micro electromecánicos (<i>Micro Electromechanical-Systems</i>)
DM	Espejo Deformable (<i>Deformable Mirror</i>)
LCoS	Modulador de frente de onda basado en cristal líquido. (<i>Liquid Crystal deposit on Silicon</i>)
OPD	Diferencia de camino óptico (<i>Optical Path Diference</i>)
FWHM	Anchura a media altura (<i>Full Width at Half Maximum</i>)
SHG	Generación de Segundo Armónico (<i>Second Harmonic Generation</i>)
THG	Generación de Tercer Armónico (<i>Third Harmonic Generation</i>)
TPA	Absorción de dos Fotones (<i>Two Photon Absortion</i>)
PMT	Tubo Fotomultiplicador (<i>Photo Multimplier Tube</i>)
PSF	Función de Punto Extendido o Función Impusorial Óptica (<i>Point Spread Function</i>)
CCD	Dispositivo de Carga Acoplada (<i>Charged-Coupled Devise</i>)
NA	Apertura Numérica (<i>Numeric Aperture</i>)
STED	(<i>Stimulated Emission Depletion</i>)
SIM	Microscopia por Luz Estructurado (<i>Structured-Illumination Microscopy</i>)
DOE	Elemento Óptico Difractivo (<i>Diffractive Optic Element</i>)
cd	Corriente Directa

IV. Objetivo

Con este trabajo, se pretende el desarrollo de instrumentación opto-electrónica aplicada a la realización de un microscopio con súper resolución.

a) Objetivos particulares

Se procura la familiarización con los moduladores espaciales de luz, con los que se pretende generar la súper resolución óptica, para ser implementada en un microscopio. Además de la familiarización con el equipo, se proyecta la caracterización óptica de los moduladores espaciales de luz, así como el estudio sus alcances y limitaciones. Entre los dispositivos que se usan para este trabajo están los espejos deformables y los moduladores espaciales basados en cristal líquido.

Se caracteriza y modela el comportamiento de los espejos deformables por métodos ópticos, para poder desplegar filtros súper resolutores. Además se estudia el comportamiento de los moduladores espaciales basados en cristal líquido, con respecto a la polarización de entrada.

V. Justificación

El área de microscopía es bastante amplia, existiendo diferentes tipos de microscopía, cada una especializada en algún tipo de organismo biológico. Es común, que en un laboratorio, se cuenten con dos o más tipos de microscopios; dependiendo del análisis que se esté realizando, es la técnica de microscopía que se implementa. Por lo tanto, el desarrollo de otras técnicas de microscopía, permiten el estudio de diferentes fenómenos que existen en la naturaleza. Las técnicas de súper resolución óptica, pueden ser implementadas en el área de microscopía, dado que el objetivo es vencer el límite de difracción; el cual restringe los objetos que se pueden visualizar a escalas pequeñas.

Para poder lograr el despliegue de filtros súper resolutores, con los que se pretende vencer el límite de difracción, es necesario realizar una buena instrumentación opto electrónica de los moduladores espaciales de luz. Cada uno de estos moduladores, tiene diferentes aplicaciones en el campo de la óptica. Por lo que es preciso conocer como reaccionan diferentes parámetros de los moduladores para esta aplicación en particular. Si no se tiene un conocimiento de como funcionan los SLM, la aplicación de los filtros súper resolutores no se puede llevar a cabo y por lo tanto, el proyecto de súper resolución aplicado a la microscopia, no se pude llevar a acabo.

Capítulo 1. Introducción

1.1. Microscopia Óptica

La microscopia consiste en un conjunto de técnicas basadas en elementos ópticos, capaces de amplificar objetos que no se pueden observar o analizar con el ojo humano, debido al diminuto tamaño de las muestras. No solamente, la microscopia se basa en el uso de un microscopio óptico, también existen diversas técnicas que permiten observar objetos diminutos, basándose en otros fenómenos. Ejemplo de ellos son el microscopio de fuerza atómica, el microscopio de iones en campo, el microscopio de efecto túnel.

Con respecto a la microscopia óptica, el microscopio más básico de fabricar y con el que se pudieron observar los primeros elementos de tamaño diminuto, es el llamado microscopio sencillo o lupa. La lupa cuenta solamente con una lente positiva y aumenta la imagen a una amplificación máxima de $\frac{25}{f} + 1$ [1], quiere decir que para tener una amplificación grande se necesita tener una lente positiva con una distancia focal muy pequeña. En caso de requerir un sistema de mayor amplificación, se requiere un microscopio más complejo.

Puesto que los objetos muy pequeños no eran factibles de ser estudiados con una lupa, se tuvo la necesidad de hacer más complejo el sistema del microscopio. El microscopio compuesto se le atribuye a Zacharias Hanssen (un desarrollador de entretenimiento, proveniente de Middleburg Alemania) en el año de 1590. Sin embargo la versión que se tiene en mente cuando se piensa en un microscopio, se le atribuye a Galileo en el año de 1610 [2].

La Figura 1.1 muestra el diagrama básico de los componentes de un microscopio óptico compuesto. El microscopio compuesto, consta principalmente de dos bloques, el objetivo y el ocular. El objetivo se encarga de crear una imagen real amplificada del objeto que se está observando; mediante el ocular, se puede visualizar la imagen resultante, dando como resultado una imagen invertida. La amplificación total del microscopio, consiste en la multiplicación de la amplificación transversal del objetivo y de la amplificación angular del ocular [2].

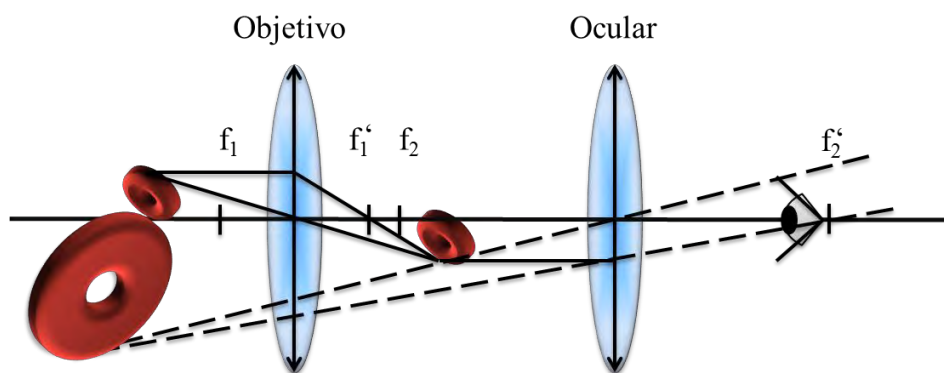


Figura 1.1 Diagrama básico de un Microscopio Óptico Compuesto.

A través de los años se han desarrollado diferentes técnicas de microscopía. Estas técnicas permiten mejorar algunos de los aspectos críticos del microscopio, como son su resolución dependiente de la difracción y el poco contraste que se obtienen en tejidos biológicos.

1.1.1. Microscopia confocal

La microscopia confocal, fue desarrollada en 1957 en la universidad de Harvard por Marvin Minsky [3]. Lo novedoso del sistema de microscopia confocal, es que se basa en el escaneo por secciones de la muestra. La iluminación de entrada del sistema está limitada por un *diafragma de aguja*, el cual se ajusta al eje axial del microscopio. La imagen del *diafragma de aguja* se proyecta en el espécimen por medio del condensador. La imagen puntual del espécimen es recolectada por la lente objetivo, formando la imagen en el *diafragma de aguja* de salida. Finalmente los fotones recolectados al final del *diafragma de aguja* de salida son capturados por un tubo fotomultiplicador o por una cámara CCD.

La Figura 1.2 muestra el diagrama simple de un microscopio confocal con iluminación por transmisión. Una de las principales ventajas es el aumento de la visibilidad de la imagen; esto se debe a que se reduce la borrosidad causada por el *esparcimiento* [4]. Otra ventaja que tiene la microscopia confocal con respecto a la microscopia tradicional, es que se puede efectuar un barrido del objeto en el eje axial, es decir en el eje z . El escaneo del objeto en el eje axial, permite una reconstrucción en 3D del objeto que se está analizando [5].

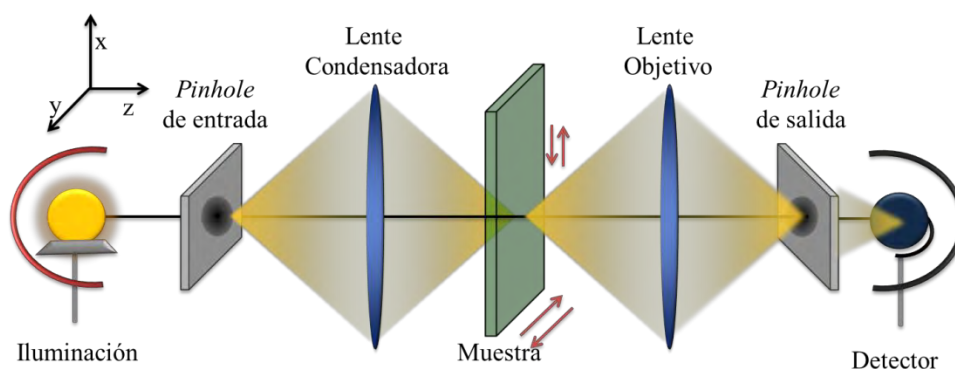


Figura 1.2 Diagrama de un Microscopio Confocal con iluminación por transmisión.

Existe otra configuración para un microscopio confocal, basado en otra estrategia de iluminación. El microscopio confocal con epi-iluminación carece de lente condensadora después del *diafragma de aguja* de entrada. Es decir, solamente existe una lente objetivo. Sin embargo se agregan un par de espejos. El espejo de entrada transmite la iluminación generada por la fuente, este refleja los fotones que tienen la información de la muestra. El segundo espejo agregado, refleja los fotones generados por la muestra. En la Figura 1.3 se muestra un diagrama del microscopio con epi-iluminación.

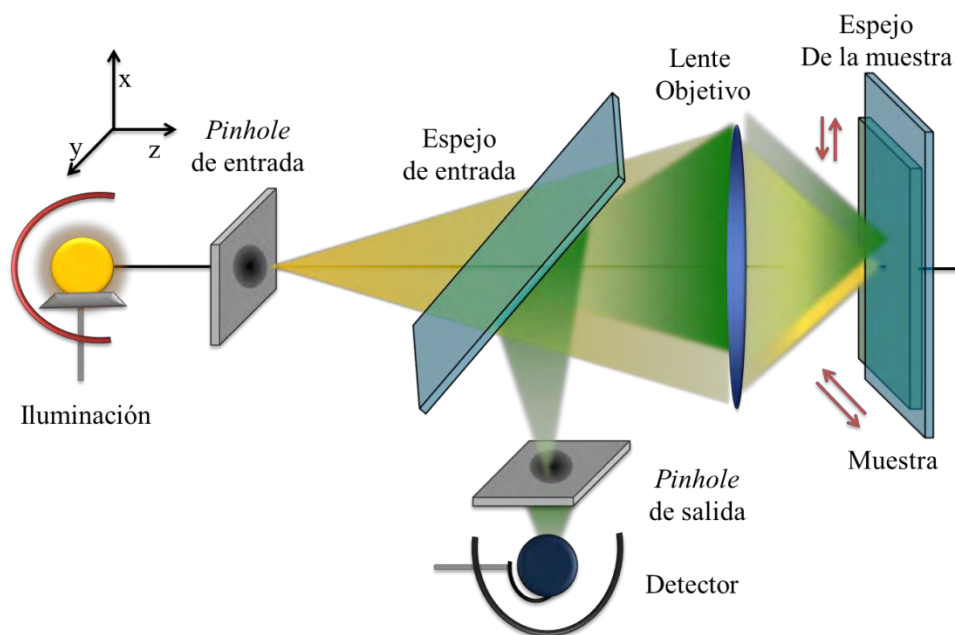


Figura 1.3 Diagrama de un Microscopio Confocal con epi-iluminación.

1.1.2. Microscopia basada en óptica no lineal

Los fenómenos ópticos no lineales modifican las propiedades ópticas de un material en presencia de la luz. Para que estas propiedades, puedan ser modificados se necesitan potencias altas; estas potencias, normalmente sólo pueden ser alcanzadas mediante luz láser. Se considera que un fenómeno óptico es no lineal, cuando este depende de alguna potencia del campo incidente (potencia superior a uno) [6]. La polarización $\tilde{P}(t)$ (polarización del dipolo por unidad de volumen, -no confundir con polarización del campo eléctrico-) del material puede ser expresada por la Ecuación 1.1

$$\begin{aligned}\tilde{P}(t) &= \epsilon_o [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots] \\ &\equiv P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots,\end{aligned}\tag{1.1}$$

En donde ϵ_o es la permitividad en el vacío, $E(t)$ es el campo eléctrico dependiente del tiempo y $\chi^{(n)}$ es la susceptibilidad eléctrica de orden n .

Uno de los principales problemas de la microscopia confocal, es la pérdida de luz causada por las aperturas de entrada y de salida. Por este motivo, normalmente se usan medios de contraste (teñido de las células por medios fluorescentes), los cuales pueden afectar la muestra. Además los medios de contraste que usan medios lineales llegan a una profundidad de penetración reducida (menos de 100 μm) [7]. Los métodos no lineales aprovechan la estructura molecular del sistema, para estudiar la dinámica molecular del espécimen.

En el ámbito de microscopia, normalmente se utilizan la generación de segundo y tercer armónico (SHG, THG), la suma o resta de frecuencias y la absorción de dos fotones (TFA). En la Figura 1.4 se muestra el diagrama de Jablonsky de los diferentes procesos ópticos no lineales. Para la generación de segundo armónico, dos fotones de frecuencia ω inciden sobre la muestra y se genera un fotón con frecuencia 2ω . Asimismo para la generación de tercer armónico, tres fotones de frecuencia ω inciden y se genera un fotón de frecuencia 3ω . En cambio para la absorción de dos fotones, como se muestra en la Figura 1.4. dos fotones de frecuencia ω inciden y el resultado es un fotón de frecuencia menor a 2ω .

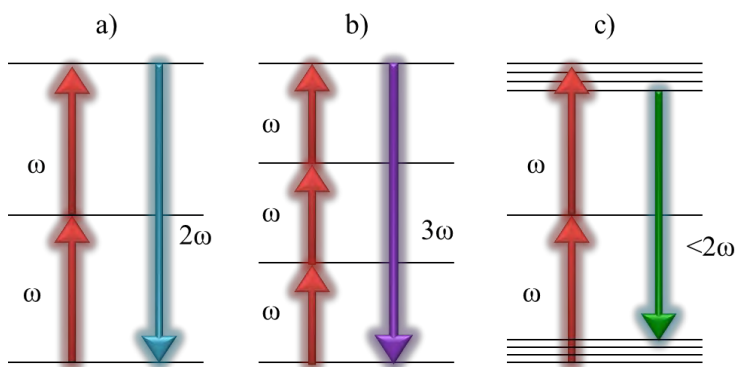


Figura 1.4 Diagrama de diferentes procesos ópticos no lineales. a) SHG, b) THG, c) TFA

Una de las condiciones necesarias para que exista generación de segundo armónico, es que el material el cual se esté analizando tenga centro-simetría. De lo contrario, la polarización de segundo orden es exactamente cero y por lo tanto hay SHG. Sin embargo, el uso del segundo armónico, puede implementarse en la superficie del espécimen que se está observando, dado que en la superficie se rompe la centro-simetría y la molécula se comporta como un oscilador anarmónico [8]. Para el análisis de tejidos en biología, varios tejidos presentan centro-simetría, por lo que producen segundo armónico. En la tabla se muestran tipos de tejido biológico que producen birrefringencia y/o SHG.

Tabla 1.1 Estructuras Biológicas que presentan Señales Armónicas [4].

Estructura del Tejido	Birrefringencia	SHG
Micro túbulos	✓	✓
Micro filamentos	✓	✓
Huso Acromático	✓	✓
Fibra de Colágeno	✓	✓
Fibra elástica	✓	✓
Cutícula	✓	?
Hueso	✓	✓
Pared Celular	✓	✓
Dentina	✓	✓

La Figura 1.5 muestra el diagrama básico de un microscopio basado en óptica no lineal. Se dice que es un diagrama genérico, dado que puede ser usado para diferentes técnicas de excitación no lineal, como SHG, THG o TPA [7]. La microscopia óptica no lineal puede generar mejor contraste en las imágenes e incluso el funcionamiento de algunos tipos de células. La generación de segundo armónico da información sobre la localización y orientación de las moléculas que se están analizando. Mientras que la absorción de dos fotones, da un indicio sobre la funcionalidad de la molécula [9].

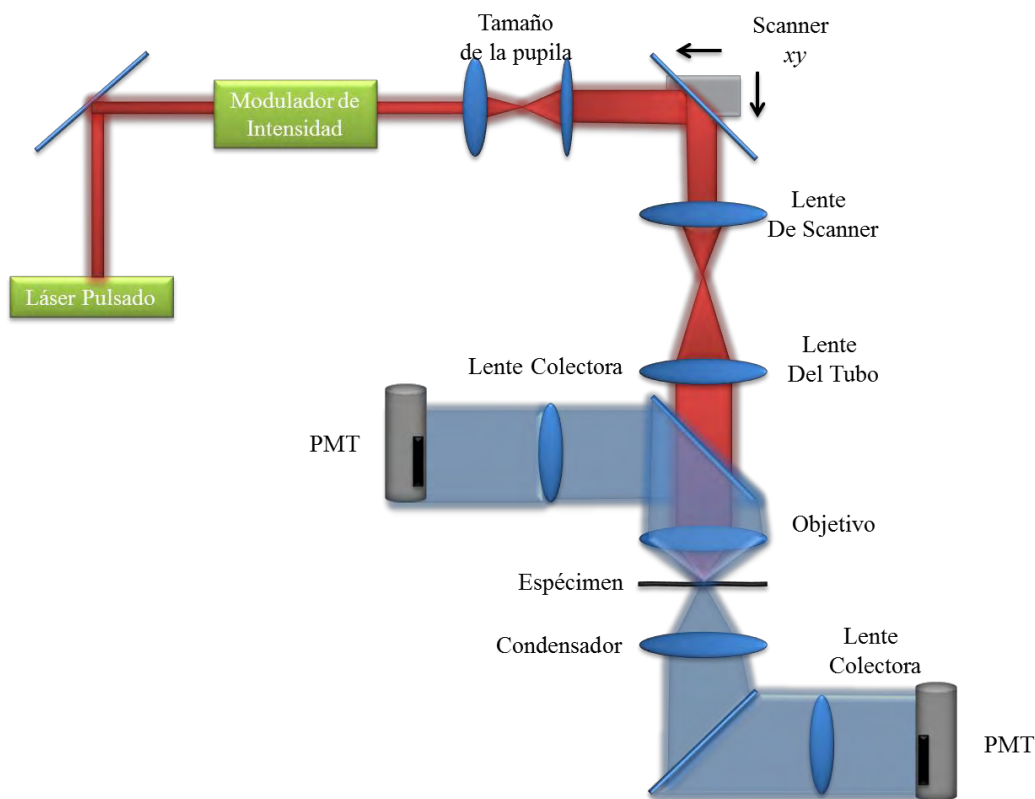


Figura 1.5 Diagrama genérico de un microscopio basado en óptica no lineal.

La iluminación continua con la intensidad necesaria para generar los efectos no lineales sería un desperdicio, por lo cual se usan láseres pulsados, ultra rápidos del tipo mode-locked, los cuales tienen una densidad de energía muy alta. Siendo el Láser de Ti:Sa uno de los más usados en esta área con un rango de longitud de onda que va desde los 700 nm a los 980nm y un pulso promedio de 100 fs [4]. El modulador de intensidad de la Figura 1.5, permite no dañar el espécimen dada la potencia del láser.

1.1.1. Microscopia STED

Aunque la microscopia confocal presenta grandes ventajas comparada con la microscopia óptica clásica, se tienen desventajas, como es la gran pérdida de luz causada por la apertura de entrada y la apertura de salida. La microscopia STED está basada en el uso de grupos funcionales de algunas moléculas que emiten fluorescencia y son denominados fluoróforos [10]. El diagrama de energía de un fluoróforo típico se muestra en la Figura 1.6 en donde el nivel S_0 corresponde a tierra y el nivel S_1 es el primer nivel electrónico excitado. El nivel denominado L_0 corresponde a un nivel vibracional del nivel basal; mientras L_1 es directamente el estado excitado de S_1 . También se tiene el nivel L_2 , correspondiente al estado relajado vibracional de S_1 y L_3 es el estado alto de S_0 [10].

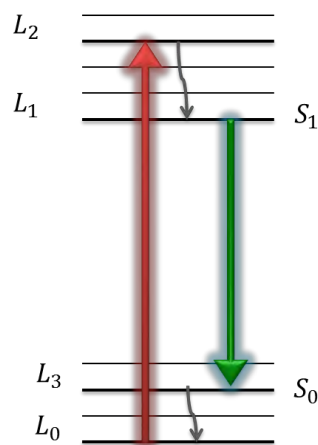


Figura 1.6 Niveles de Energía de un Fluoróforo

El arreglo de un microscopio STED por sus siglas en inglés (*Stimulated Emission Depletion*) se muestra en la Figura 1.7. El objetivo de esta técnica es tener un haz de excitación, el cual provoque que el fluoróforo genere una transición de energía entre los niveles L_0 y L_1 ; sin embargo, antes de que el fluoróforo comience con el proceso de la fluorescencia se le aplica una reducción mediante el haz de luz denominado STED. Como se están usando aperturas circulares como pupilas de entrada, se aplica una función de punto extendido correspondiente a una apertura circular sobre el fluoróforo. Conforme se lleva la reducción de la fluorescencia, la sección de mayor intensidad reflejada en la

molécula o espécimen se reduce; por lo tanto se obtiene una mejor resolución con respecto a las técnicas convencionales.

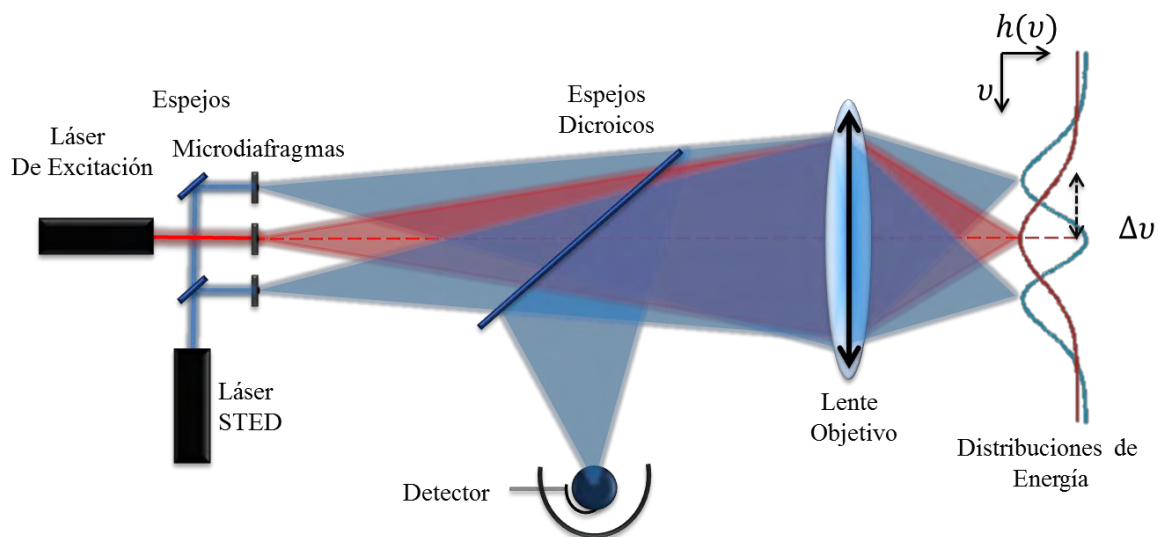


Figura 1.7 Arreglo básico de la Microscopia STED

El arreglo mostrado en la Figura 1.7 no es el único, también es posible hacer una combinación entre la microscopia confocal y la microscopia STED, teniendo una microscopia de campo lejano [11], permitiendo así el escaneo de forma lateral y la incursión en el eje axial. Por sí misma la técnica de microscopia STED es considerada como una técnica súper resolutora, teniendo resolución lateral menor a 200nm [12].

1.1.2. Microscopia por Luz Estructurada

La microscopia por luz estructurada o por sus siglas en inglés SIM, se basa en aumentar la resolución del instrumento usando la respuesta no lineal de fluorescencia, en conjunto con un patrón de iluminación periódica, este patrón de iluminación abarca todo el campo de análisis [13]. La luz estructurada puede generar extensiones en la resolución de la imagen dado que, las deformaciones o estructuras de alta resolución pueden ser vistas con baja resolución con franjas de Moiré, como se muestra en la Figura 1.8. Se observa, que si se tiene un patrón generado por luz estructurada en donde la deformación fue generada con una resolución mayor Figura 1.8 a) y se multiplica por un patrón de luz estructurada previamente conocido Figura 1.8 b). Se obtiene el patrón de Moiré con una frecuencia

espacial intermedia a las franjas portadoras. En otras palabras, la muestra que no se podía observar se puede deducir de forma computacional usando las franjas correspondientes al Moiré.

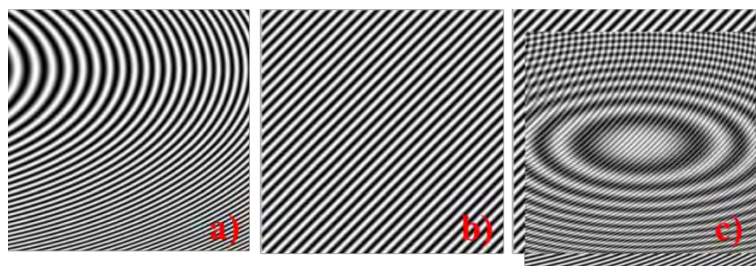


Figura 1.8 Franjas de Moiré.

Para poder observar cómo se mejora la resolución usando luz estructurada, el análisis se lleva a cabo en el plano de la frecuencia espacial, es decir usando la transformada de Fourier. La microscopía normal está restringida por los límites de difracción, es decir por la OTF del sistema, lo cual es representado como el círculo rojo mostrado en la Figura 1.9 a). Si se le agrega un patrón sinusoidal se obtiene los armónicos correspondientes a los órdenes ± 1 y al orden central, los cuales se muestran como puntos en la Figura 1.9 a). En el dominio espacial, cuando el objeto es iluminado por un patrón sinusoidal, se multiplica el patrón por la muestra. Lo que en el dominio de la frecuencia corresponde a la convolución, como se indica en la Figura 1.9 b). Si la luz estructurada se proyecta a un ángulo diferente, se pueden obtener diferentes ángulos en el espectro de Fourier como se observa en la Figura 1.9 c). Esto en términos de resolución corresponde al doble de la resolución comparada con la microscopía tradicional [14].

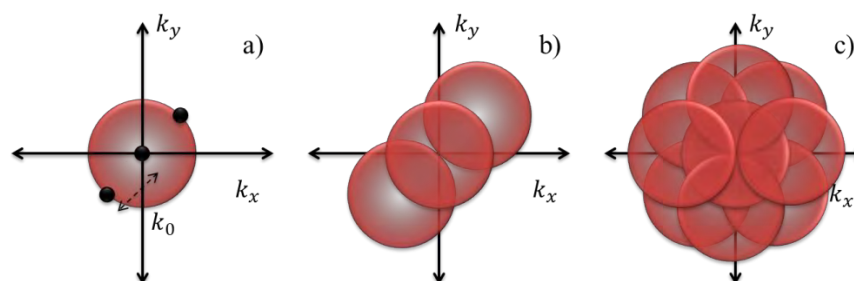


Figura 1.9 Análisis de SIM en la Frecuencia

1.2. Resolución Óptica

La resolución puede ser definida como el detalle mínimo que puede ser analizado en un sistema sin ser distorsionado [15]. Al ser la luz un fenómeno que puede ser tratado como onda y partícula, existen fenómenos asociados a cada uno de estos conceptos. La naturaleza ondulatoria de la luz puede ser observada a través de los fenómenos de difracción e interferencia [16]. La difracción puede ser descrita como la desviación que tiene un haz de luz cuando es desviado de su trayectoria recta por un fenómeno que no sea ni reflexión o refracción. [17]

En la Figura 1.10 se muestra el diagrama general de difracción, en donde la fuente de iluminación es perpendicular a la pupila. La Figura 1.10 muestra el campo eléctrico producido en el punto P_0 con coordenadas x, y , generado por la pupila que se encuentra en el plano con coordenadas η, ξ a una distancia perpendicular a la pupila denominada z_0 , el plano de la pupila es completamente paralelo al plano en donde se encuentra el campo analizado. La pupila cuenta con una función de transmitancia la cual también posee coordenadas η y ξ , dado que está en el plano óptico.

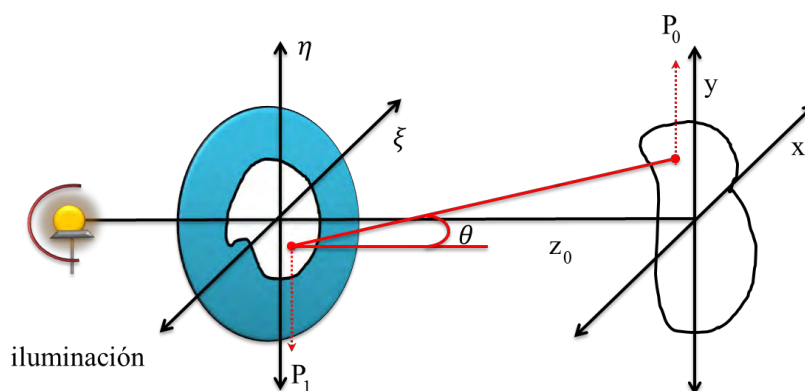


Figura 1.10 Difracción de una pupila arbitraria

La Ecuación 1.2 corresponde a la difracción de campo lejano, conocida también como difracción de Fraunhofer. En donde se observa que el campo resultante corresponde prácticamente a la transformada de Fourier de la pupila multiplicado por un factor cuadrático.

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz} e^{\frac{jk}{2z}(x^2+y^2)}}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta. \quad (1.2)$$

Por ejemplo para una apertura circular, como se muestra en la Figura 1.11 a), si se considera una función círculo, como la transmitancia y se sustituye en la Ecuación 1.2. La intensidad del campo eléctrico causada por la difracción del campo eléctrico se puede observar en la Figura 1.11 b). El patrón mostrado en la Figura 1.11 corresponde a la función Bessel de orden cero normalizada. El patrón de difracción está en función del radio de la pupila y la distancia de propagación en el eje z.

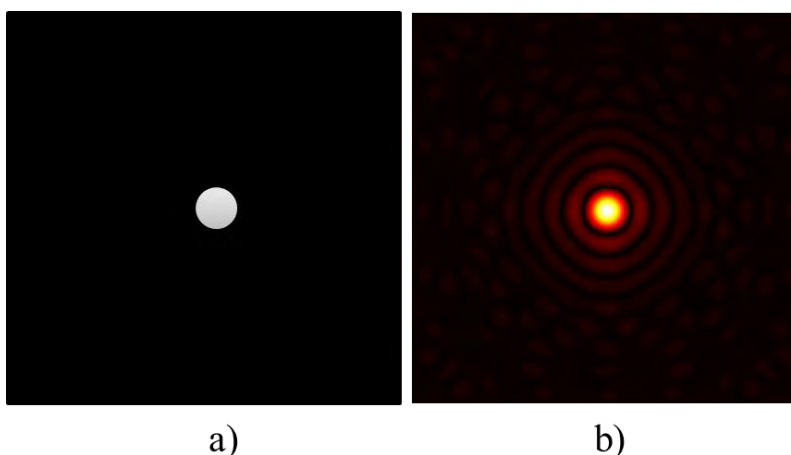


Figura 1.11 Difracción de Fraunhofer para una apertura circular. a) Apertura circular b) Patrón de difracción

La distribución de intensidad que se muestra en la Figura 1.11 es conocida como el patrón de Airy. En donde se tiene una relación muy conocida entre el lóbulo principal de la función y el primer mínimo. La relación se encuentra descrita por la Ecuación 1.3

$$r_{Airy} = 0.61 \frac{\lambda}{NA}. \quad (1.3)$$

En donde NA , corresponde a la apertura numérica de la pupila y λ es la longitud de onda que se está usando. Este resultado es sumamente importante para poder interpretar y conocer el límite de resolución de dos objetos que se están observando de forma lateral. Se toma normalmente una apertura circular, para hacer la referencia, sin embargo dependiendo de la pupila de entrada, se tiene el patrón de difracción correspondiente.

1.2.1. Límite de resolución

Para un sistema de formación de imágenes, es necesario poder discernir la forma de los objetos. Si existen objetos que al momento de adquirir la imagen, no pueden distinguirse entre ellos, se tiene un objeto que excede el límite de resolución del sistema. Por ejemplo en un sistema telescópico, al momento de examinar dos estrellas, si no se tiene una buena resolución en lugar de observar dos fuentes puntuales, se observa solamente una fuente, de forma errónea.

La función de punto extendido (PSF, por su siglas en inglés *Point Spread Function*, conocida como función impulsional del sistema óptico), es la respuesta del sistema a una entrada tipo impulso. En el caso de la óptica, se tiene una función impulso cuando la fuente es puntual [16] [18]. La ecuación 1.4 muestra que la PSF de la pupila $P(\vec{\xi})$, corresponde al valor absoluto de la transformada de Fourier de la pupila, entre un valor de normalización.

$$PSF = \frac{\int P(\vec{\xi}) e^{-\frac{j2\pi\kappa}{f_0} \rho \vec{\xi}} d^2\vec{\xi}}{\int |P(\vec{\xi})|^2 d^2\vec{\xi}}. \quad (1.4)$$

En donde κ es el número de onda y f_0 es la distancia de propagación (en el caso de un sistema óptico, normalmente se obtiene la PSF del sistema justamente en la distancia focal de una lente). Una de las medidas que se puede obtener a partir de la PSF del sistema es la OTF (*Optical Transfer Function*) la cual da una idea de resolución del sistema. La PSF y la OTF del sistema están relacionadas a través de la transformada de Fourier. Es decir, la PSF no es más que la transformada de Fourier de la OTF y viceversa [18].

1.2.2. Resolución Lateral

El criterio de resolución de Rayleigh indica que dos fuentes puntuales pueden ser resueltas por límite de difracción para una pupila circular, cuando el primer máximo del patrón de Airy generado por una fuente puntual coincide justamente en el primer cero del segundo patrón generado [16]. Esto quiere decir que si se tienen dos objetos puntuales y se observan a través de una pupila circular solamente se puede distinguir entre dos objetos si cumplen

con el radio de Airy (Ecuación 1.3). En la Figura 1.12 se observa la PSF de dos pupilas circulares que cumplen con el criterio de Rayleigh.

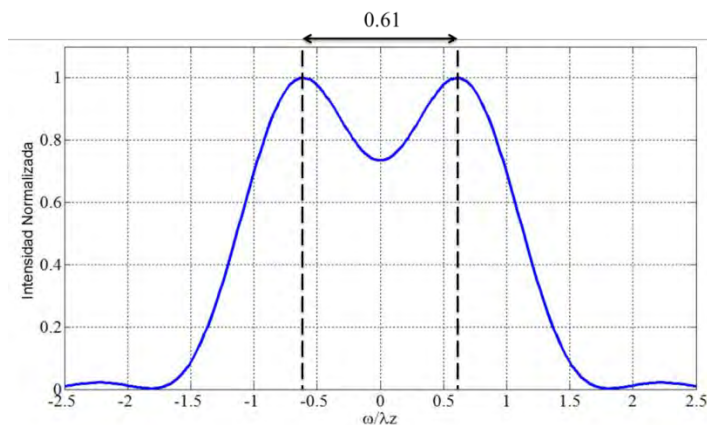


Figura 1.12 Criterio de Rayleigh

Justamente cuando se cumple el criterio de resolución de Rayleigh, el valle que se encuentra entre los máximos de las PSF, corresponden aproximadamente al 27% de la intensidad del campo. Por ejemplo, si se tiene una fase relativa ϕ entre las PSF que se están analizando la intensidad del campo esta descrita por la Ecuación 1.5.

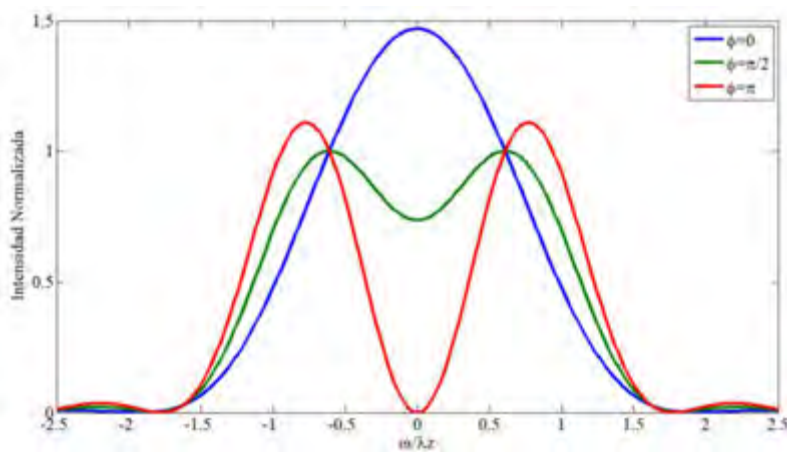


Figura 1.13 PSF de una pupila circular con diferentes fases relativas.

$$I(x) = \left| \frac{2J_1[\pi(x - 0.61)]}{\pi(x - 0.61)} + e^{-j\phi} \frac{2J_1[\pi(x + 0.61)]}{\pi(x + 0.61)} \right|^2, \quad (1.5)$$

Si las fases relativas, se encuentran en oposición, se tiene un mejor contraste entre las intensidades del campo. Sin embargo si se encuentran en fase ($\phi = 0$) es imposible distinguir que existen dos fuentes puntuales que se están analizando, como se observa en la Figura 1.13, se dice que el sistema está en cuadratura cuando la fase relativa entre los objetos es de $\phi = \pi/2$.

1.2.3. Resolución Axial

Para un sistema, con una pupila circular, el patrón de difracción no solamente cumple con simetría de rotación en los ejes laterales x , y sino también en el eje axial z [19]. El concepto de resolución lateral es igual que lateralmente, es decir, se debe de poder diferenciar entre dos objetos que se localicen axialmente. Para esto se debe de cumplir que la relación del primer mínimo axial debe de estar separado del máximo conforme se muestra en la Ecuación 1.6 [4].

$$z_{min} = 2 \frac{\lambda_0 n}{(NA)^2}, \quad (1.6)$$

En donde z_{min} es la menor distancia que se puede tener para poder distinguir entre dos objetos, λ_0 corresponde a la longitud de onda, n es el índice de refracción y NA es la apertura numérica del objetivo, la cual esta definida como el cono de luz que permite el sistema, multiplicado por el índice de refracción, $NA = n \sin \theta$.

A diferencia del criterio de Rayleigh la resolución axial depende del cuadrado de la Apertura Numérica del sistema. La razón entre la resolución axial y la resolución lateral están dadas por la Ecuación 1.7

$$\frac{z_{min}}{r_{Airy}} = \frac{3.28 n}{NA}. \quad (1.7)$$

1.2.4. Poder de resolución

Para un sistema óptico como un microscopio es diferenciar entre un objeto y otro. Sin embargo para poder reconocer un objeto a partir de su imagen, se debe tener un conocimiento previo del objeto que se está analizando. La información que se puede sustraer de la imagen está en términos del número de grados de libertad de la imagen. El

número de grados de libertad se define como el número mínimo de parámetros reales que son necesarios para especificar un sistema completamente, un objeto real tiene un número infinito de grados de libertad, mientras que la imagen posee solamente un número finito [20].

Esto conlleva a que una imagen puede corresponder a varios objetos, dependiendo de la cantidad de información recolectada, para poder hacer la reconstrucción de la señal y del conocimiento previo que se tenga sobre el sistema. Para un sistema óptico, con una pupila cuadrada, una imagen tiene N grados de libertad los cuales pueden ser calculados por la Ecuación 1.8.

$$N = 8NA^2 \left(\frac{S}{\lambda^2} \right). \quad (1.8)$$

En donde NA corresponde a la apertura numérica del detector, S es la región de la imagen y λ la longitud de onda de la luz coherente. Se observa que el número de grados de libertad es un número adimensional, como era de esperarse.

1.3. Súper Resolución

Como se mencionó anteriormente, el poder de resolución depende del conocimiento previo del objeto, es decir de los grados de libertad del sistema, la súper resolución tiene como objetivo definir las características del sistema que no han sido resueltas, usando el conocimiento previo que se tiene del sistema [15].

Por ejemplo para un sistema óptico, para el cual existe propagación del sistema en el medio, la resolución del sistema está dado por la difracción causada por el medio (criterio de Rayleigh); sin embargo, cuando la señal es capturada por una cámara CCD también se tiene un tipo de resolución que afecta a la cámara., Como el CCD tiene un tamaño finito, se tiene una resolución geométrica del sistema. Finalmente la señal que es capturada por el CCD es transformada en una señal eléctrica, en donde la calidad del detector influye (Rango dinámico, ruido cuántico, ruido término). La súper resolución se encarga de la mejora de todo el proceso del sistema, para poder quitar la distorsión de la señal adquirida.

En el caso del trabajo de esta tesis, se detalla solamente la súper resolución correspondiente a la difracción causada por el medio. Es decir, se habla de súper resolución, cuando la difracción causada por el medio, genere una PSF cuya razón entre el máximo del primer lóbulo y el primer mínimo, es menor con respecto a una pupila circular. La Figura 1.14 muestra la PSF normalizada de una pupila circular tradicional y la PSF de una pupila con súper resolución. Se observa que los lóbulos secundarios de la PSF con súper resolución crecen, mientras que el FWHM del lóbulo principal, se decrementó. Por conservación de la energía, la energía se reduce del lóbulo principal, tiene que pasar a algún lado del sistema, lo que se traduce en lóbulos secundarios mayores.

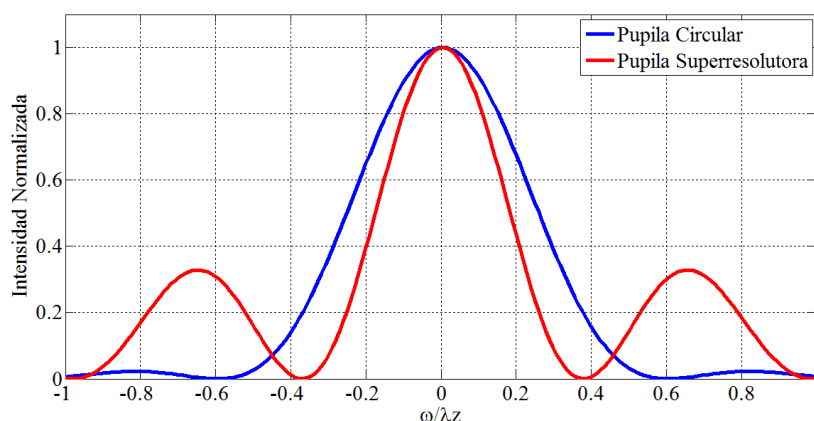


Figura 1.14 PSF de una Pupila Súper Resolutora.

1.3.1. Ingeniería de Pupilas en Microscopia

Se observó que el límite de difracción puede ser vencido, sin embargo se debe de tener una pupila, con una geometría diferente a la que genera el patrón de Airy, con la cual se obtenga un patrón de súper resolución. La idea de tener pupilas sintéticas es construir una pupila efectiva a partir de una imagen o una secuencia de imágenes [18]. Se puede construir una pupila formada por un filtro de solo fase, cuya principal desventaja es, que la energía sustraída del lóbulo principal para reducir el FWHM de la PSF del sistema, se va a lóbulos secundarios [21].

Para poder hacer este tipo de elementos directivos súper resolutores se tiene varias técnicas; la predecesora y que ha dado buenos resultados es la que permite crear filtros de fase

binarios [21]. Filtro que contiene una simetría de rotación y cuya fase puede tomar solamente valores entre 0 y π . La Figura 1.15 muestra la función de fase para un elemento difractivo súper resolutor binario con simetría radial, en donde la apertura de la función de fase está normalizada y ϕ_o corresponde a la fase máxima que la fase puede tomar [22], en el caso ideal $\phi_o = \pi$.

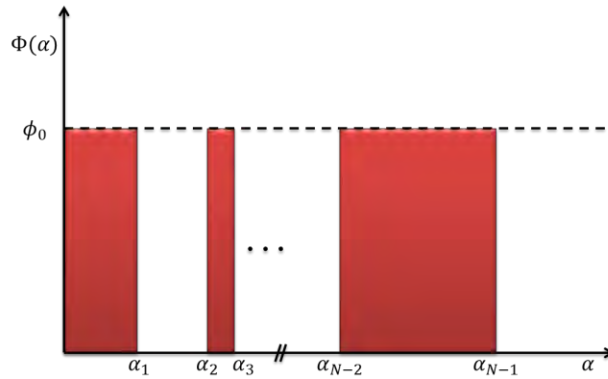


Figura 1.15 Función de Fase para una Pupila Súper Resolutora Binaria

El campo de fase que se puede generar usando este tipo de pupilas es descrito por la Ecuación 1.9. En donde η corresponde a coordenadas ópticas normalizadas $\eta = 2\pi R\rho/\lambda z$ donde ρ es la coordenada transversal en el plano imagen localizada a una distancia z de la pupila y el radio R de la pupila a una longitud de onda λ . La ecuación 1.9 muestra que se deben de encontrar las raíces de la ecuación para poder obtener el filtro adecuado

$$\Psi(\eta) = \frac{2J_1(\eta)}{\eta} - [1 - \exp(i\phi_0)](-1)^{N-1} \sum_{j=1}^N \frac{(-1)^j \alpha_j^2 2J_1(\alpha_j \eta)}{\alpha_j \eta}. \quad (1.9)$$

La Figura 1.16 muestra la comparación de la PSF del disco de Airy con dos filtros binarios. En el caso de la gráfica en rojo de la Figura 1.16, se tienen dos anillos, es decir valores para α_1, α_2 y α_3 , mientras que para la gráfica de color verde de la Figura 1.16 solamente se tiene un anillo (α_1 y α_2). Los filtros de fase binarios pueden ser calculados dependiendo del comportamiento que se desee obtener; su utilidad es amplia, dada la facilidad de implementación en elementos difractivos [23].

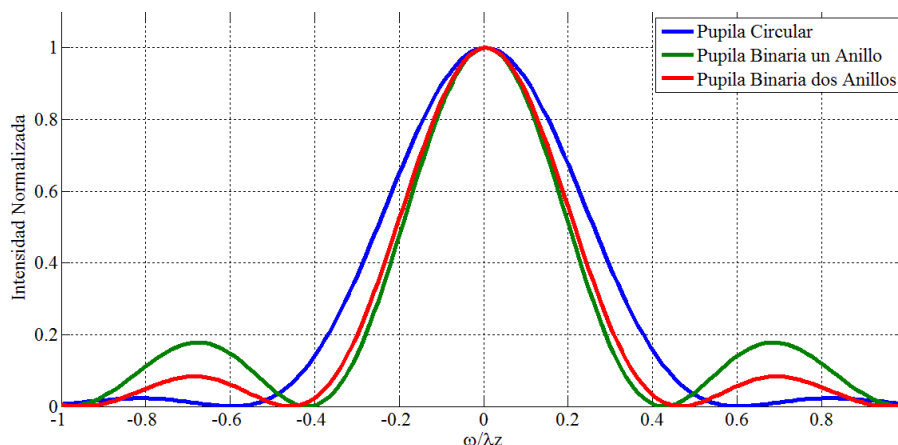


Figura 1.16 PSF de una Pupila de Fase Binaria

Los filtros binarios no son los únicos que pueden llevar a cabo el efecto de súper resolución, también se pueden tener filtros de sólo amplitud y filtros híbridos [22]. Además los filtros diseñados no tienen que ser solamente binarios, también se pueden diseñar filtros continuos de forma iterativa [24] y sin tener que pasar por algoritmos iterativos [25]. En la Figura 1.17 se muestra un filtro súper resolutor modulado en fase y en amplitud. La transmitancia de la Figura 1.17 corresponde a una modulación en fase de π cuando la transmitancia es negativa, mientras que la modulación de fase, cuando la transmitancia es positiva es igual a cero. En contraste, la modulación en amplitud solamente es cero cuando la transmitancia cruza por el eje de la pupila ρ .

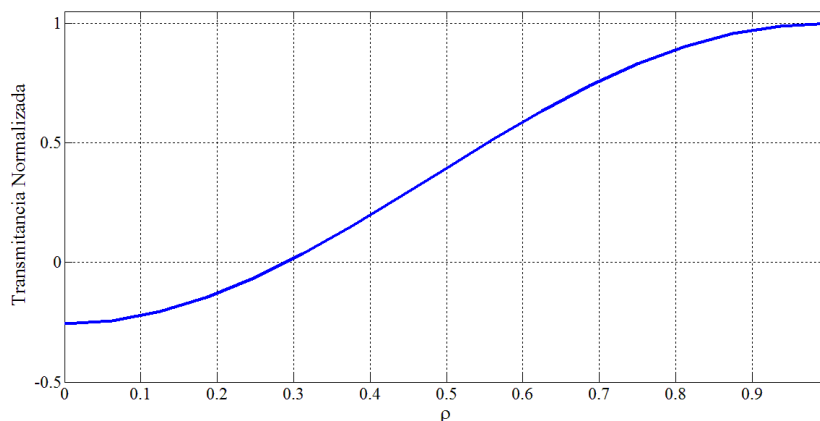


Figura 1.17 Filtro Híbrido Súper Resolutor

1.4. Moduladores espaciales de Luz

Actualmente, existen varios dispositivos que permiten manipular un frente de onda. La tecnología con la que están fabricados los moduladores de frente de onda (WFM), delimita sus alcances al momento de deformar el frente de onda. Este tipo de dispositivos, ha evolucionado a través de la historia. El primer instrumento para modificar el frente de onda de forma controlada, fue la película fotográfica [16]; sin embargo, se tiene que revelar una película fotográfica por cada frente de onda deseado, lo cual no permite tener un control del frente de onda en tiempo real.

El requerimiento de tener un control en tiempo real del frente de onda, llevó al desarrollo de una nueva familia de dispositivos denominados “Moduladores Espaciales de Luz” (SLM). Estos dispositivos modifican el frente de onda, cambiando las propiedades físicas del dispositivo. Por ejemplo, los moduladores basados en campos magnéticos, contienen pequeños actuadores ligados a una superficie refractora que permiten modificar el frente de onda.

Los moduladores basados en campos magnéticos, son solamente un tipo de SLM, también existen moduladores basados en otras tecnologías, como:

- Moduladores basados en pozos cuánticos.
- Moduladores de luz Acusto-ópticos
- Moduladores basados en semiconductores de absorción óptica (*Self Electro Optic Effect Device*, conocido como SEED)
- Espejos deformables en sistemas micro electromecánicos (MEMS)
- Moduladores basados en cristales líquidos
 - Cristales Ferro eléctricos
 - Cristal líquido depositado sobre silicón (LCoS).

La versatilidad de estos elementos, permite diferentes aplicaciones en el campo de la óptica. La óptica adaptativa se ha servido de estos dispositivos para, una vez captados los cambios en los frentes de onda atmosféricos, efectuar corrección de la señal en forma de imagen en el telescopio [26].

1.4.1. Aplicaciones en microscopia

Dado que los SLM están diseñados para manipular el frente de onda, estos pueden ser implementados en varias etapas de la microscopia, ya sea modificando la iluminación del objeto o la formación de imagen. En este caso, es usado como un dispositivo óptico difractivo (DOE) haciendo posible modificar la estructura del haz de luz que se transmite o refleja a la muestra analizada [27].

Por ejemplo, la Figura 1.18 muestra un esquema básico de filtrado espacial, en donde se tiene una configuración denominada $4f$ [16]; el SLM se coloca justamente en el plano relacionado con la transformada de Fourier, en donde se puede usar para hacer un filtrado de los elementos no deseados en tiempo real. La ventaja de algunos moduladores espaciales, sobre todo los MEMS o LCoS es su versatilidad de programación, lo cual permite tener una amplia cantidad de filtros programables dependiendo de la necesidad de la muestra.

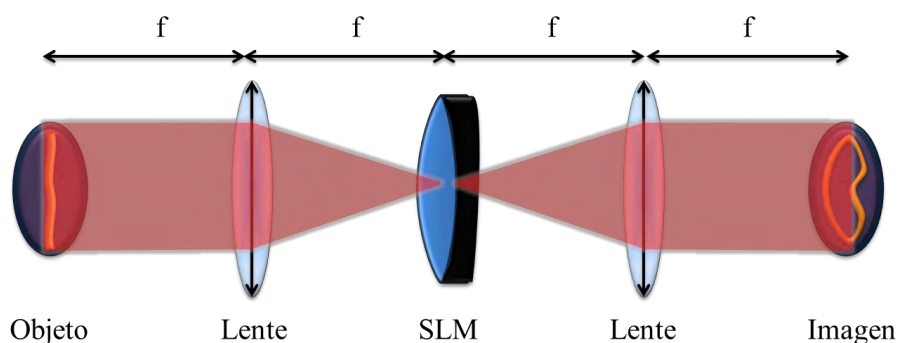


Figura 1.18 Sistema de Filtrado Espacial basado en un SLM

No solo se pueden usar para realizar un filtraje en el plano de Fourier con los SLM. Además, se pueden generar filtros súper resolutores como los que se muestran en la sección 1.3 para poder modificar la PSF del sistema [27]; con lo que se modifica la resolución del instrumento y dependiendo del tipo de filtro que se esté usando en el SLM, se puede obtener un incremento en resolución lateral o resolución axial.

Capítulo 2. Espejos Deformables MEMS

2.1.Introducción

El espejo deformable, como su nombre lo indica, es un espejo activo cuya superficie tiene un número finito de actuadores controlados por medio de una computadora. [28] . Existen diferentes tipos de espejos deformables. Se caracterizan primordialmente, por la forma en la cual la deformación se realiza. La Figura 2.1, muestra tres tipos de espejos deformables caracterizados por la forma en la que la membrana o el espejo se deforman.

El actuador es el elemento encargado de deformar el espejo. Comúnmente los actuadores del espejo deformable están constituidos por piezoeléctricos, de aleaciones tales como el $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ (PZT) y el $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3},\text{N}_{2/3})\text{O}_3$ (PMN) que muestran un alto efecto piezoeléctrico. Al momento de usar un espejo deformable con actuadores funcionando a través de piezoeléctricos, se tienen todas las ventajas y desventajas de un piezoeléctrico (como la histéresis). El efecto piezoeléctrico, no es el único que se usa para poder mover los actuadores, también se pueden usar efectos térmicos o por medio de semiconductores [26].

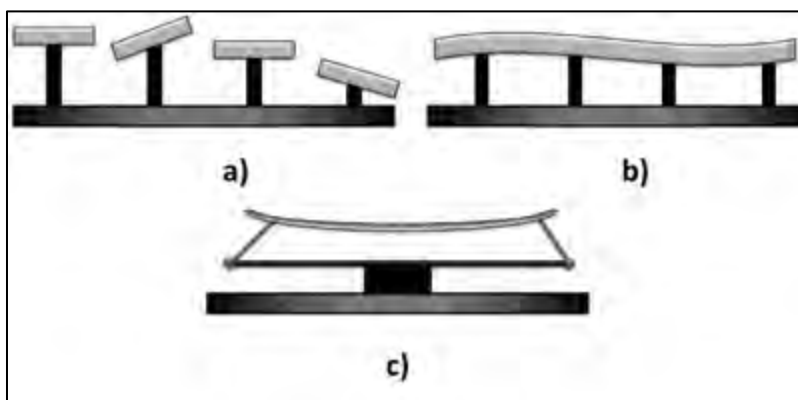


Figura 2.1 Tipos de espejos deformables. a) Configuración segmentada, b) Configuración continua, c) Espejo deformado por los bordes.

2.2. Características Básicas

La función de influencia del espejo deformable, indica la influencia del actuador en la superficie. Esta función de influencia tiene asociada una modulación en la fase asociada, muy similar a la función de influencia. Normalmente existen dos tipos de perfiles, la describen. Las Ecuaciones 2.1 y 2.2 muestran la función de influencia en la superficie $S(x,y)$. La Ecuación 2.1 es un perfil correspondiente a un polinomio de grado tres, mientras la Ecuación 2.2 corresponde a un perfil gaussiano.

$$S(x, y) \propto (1 - 3x^2 + 2x^3)(1 - 3y^2 + 2y^3). \quad (2.1)$$

$$S(r) \propto \exp\left(\ln\left[\frac{\delta}{r_c^2}\right] r^2\right). \quad (2.2)$$

En donde x e y son las coordenadas geométricas de la superficie, r es la representación de las coordenadas geométricas del espejo, pero en una pupila circular. El parámetro r_c se refiere al espaciamiento entre los actuadores, este parámetro está relacionado con la razón de Strehl. [26] El factor δ descrito de la Ecuación 2.2, es denominado *acoplamiento*. Este valor describe la influencia de un actuador sobre otro, el acoplamiento normalmente se da en porcentaje, siendo común un acoplamiento entre un 10% y 20%. Por ejemplo un espejo deformable con configuración segmentada tiene un acoplamiento entre actuadores del 0% a menos que lo indique el fabricante.

La Figura 2.2 muestra el perfil simétrico de la función de influencia. En donde las unidades descritas en la gráfica de la Figura 2.2 dependen de cada espejo deformable y el número de actuadores. Sin embargo es común que las unidades de espaciamiento se encuentren en micrómetros. La función de influencia restringe el comportamiento del espejo deformable; por lo tanto, es necesario conocer la función de influencia para poder conocer las formas que se pueden desplegar en el MEMS. Además de la función de influencia, la separación entre los actuadores afecta el número de formas que se pueden lograr con el espejo deformable.

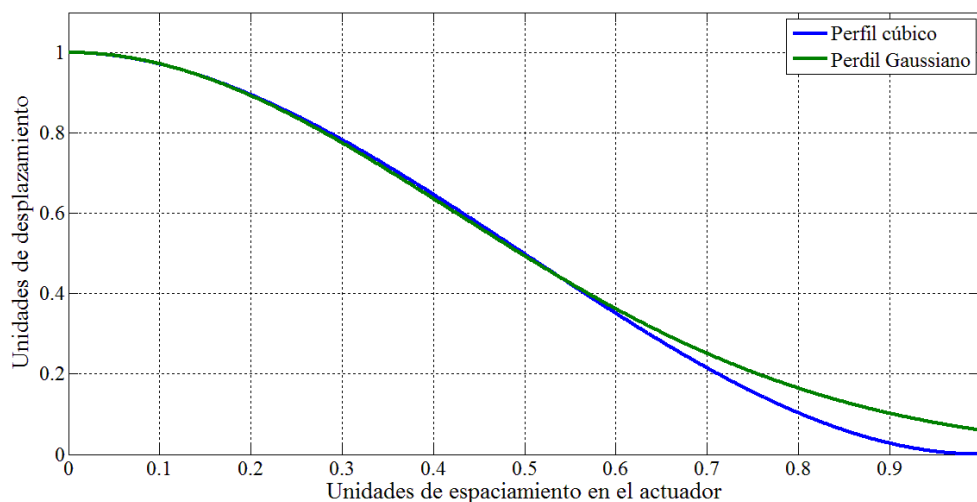


Figura 2.2 Función de Influencia para un perfil gaussiano y un perfil cúbico.

Una de las principales desventajas de contar con un espejo deformable basado en el piezoeléctrico es la histéresis, por lo que se desarrolló una nueva clase de espejo deformable con sistemas micro-electromecánicos denominados MEMS. Cada actuador es atraído o repelido por medio de electrostática, se tiene una membrana la cual además de funcionar como espejo, funciona como un electrodo común. Este tipo de dispositivos están basados en tecnología de semiconductores, por lo que pueden ser miniaturizados y no sufren de histéresis. Los MEMS, son susceptibles a la carga electrostática y deben ser tratados con precaución. La Figura 2.3 muestra un corte transversal del MEMS, en donde se aprecia que el mismo espejo funciona como electrodo que conduce la carga electrostática.

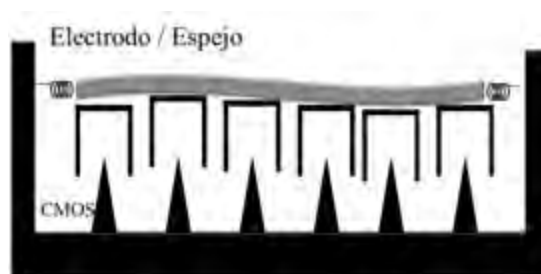


Figura 2.3 Corte transversal de un MEMS

2.2.1. Características del dispositivo

El modelo con el que he trabajado es un espejo deformable con tecnología MEMS de 140 actuadores. El espejo deformable “Multi-DM 3.5 μm CDM” en el que basamos los experimentos descritos, es fabricado por la compañía “*Boston Micromachines*” y distribuido por “*Thorlabs*”. Es necesario realizar la caracterización del espejo deformable, para poder obtener un frente de onda sin aberraciones y posteriormente poder desplegar las formas adecuadas en el MEMS.

El fabricante proporciona algunos parámetros mostrados en la Tabla 2.1, sin embargo no son suficientes para poder desplegar de forma precisa las superficies necesarias en el dispositivo. Se observa que tanto el paso promedio de los actuadores como el acoplamiento entre los actuadores, se encuentran en un intervalo y hay que llevar a cabo una caracterización para conocer estos parámetros.

Tabla 2.1 Características del Espejo Deformable MEMS MULTI-DM BCM12404

Parámetro	
<i>Numero de Actuadores</i>	140
<i>Calidad de la superficie</i>	<40 nm. RMS
<i>Máximo desplazamiento</i>	3.5 μm
<i>Tipo de Espejo Deformable</i>	Continuo
<i>Recubrimiento</i>	Aluminio
<i>Separación entre los actuadores</i>	400 μm
<i>Paso promedio</i>	< 1 nm.
<i>Tamaño de la apertura</i>	4.4 mm x 4.4 mm
<i>Comunicación</i>	USB 2.0
<i>Resolución</i>	14 bit
<i>Máxima velocidad de envío de datos</i>	34 KHz
<i>Acoplamiento entre actuadores</i>	20%-40%

2.2.2. *Direccionamiento*

La resolución del espejo deformable es de 14 bits repartidos en 16384 pasos para completar los 3.5 μm . de máxima profundidad de modulación. Para poder controlar el MEMS se tienen que enviar valores ya sea en porcentaje o en voltaje a cada actuador. La numeración de los actuadores varía con respecto a la forma en la cual se envían los datos al MEMS. Se tienen dos formas por medio de las cuales se pueden enviar datos a través del puerto USB al espejo deformable.

- BMC LinkUI-Univ Software
- Librería CI USB
 - Matlab ® /C++

Sin importar la forma en la cual se envíen los datos se debe de asegurar que el mapa con el cual se esté trabajando sea el indicado. Para el modelo “Multi-DM 3.5 μm CDM” se necesita el tipo de mapa *MultiDM-01* para tener la numeración que se muestra en Figura 2.4, de lo contrario se enviarían erróneamente las instrucciones. Se observa que no existen actuadores en las esquinas y se tiene una distribución de 12 x 12 actuadores.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34
35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46
47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58
59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70
71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82
83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94
95	96	97	98	99	100	101	102	103	104	105	106
107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118
119	120	121	122	123	124	125	126	127	128	129	130
	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	

Figura 2.4 Distribución de los actuadores en el MEMS

2.2.2.1. *Software del fabricante*

El software Link UI-Univ, es el software del fabricante. La distribución de los 140 actuadores se muestra en la Figura 2.4 cuando se tiene un mapa *MultiDM-01*. Por medio del software del fabricante se pueden controlar los 140 actuadores del MEMS de manera restringida. El programa da tres opciones para enviar los datos:

1. *Run*, manda la señal según el modo de datos de forma continua a una frecuencia indicada que se puede modificar en la opción de *Frame Rate*.
2. *Stop*, detiene la secuencia de datos (el MEMS se queda en el último estado antes de ser detenido, si se quiere regresar a la posición original se debe presionar el botón de *Clear* y posteriormente *Run*)
3. *Step*, el MEMS se mueve en pasos y no la frecuencia establecida. Se mueve cada vez que se presiona el botón

Dependiendo de la computadora, se puede modificar la prioridad de envío de datos, siendo 1 la prioridad normal y 3 una prioridad muy alta.

Se tienen patrones predeterminados, mismos que se pueden enviar presionando el botón de *Pattern*. En donde se pueden enviar los siguientes patrones

- *Sine*: produce un patrón de pistón sinodal
- *Ramp*: produce un patrón de pistón tipo rampa, es decir se incrementa del valor mínimo al valor máximo del espejo deformable pero todos los actuadores al mismo tiempo.
- *Inverted Ramp*: es similar al patrón tipo rampa, pero en lugar de iniciar en el valor mínimo, este patrón inicia en el valor máximo y termina en el mínimo,
- *Test*: mueve cada actuador de forma aleatoria.

Si se desea modificar el espejo deformable sin algún patrón determinado, existen las opciones *Piston* y *Poke*. Con la opción *Piston*, se le asigna el mismo valor a todos los actuadores. Mientras que en la opción *Poke*, los actuadores están numerados del A1 al A140 y se asigna el valor conforme a lo que se requiera. Además, se tiene la opción *load*, la cual permite cargar un archivo “.txt” que contiene los valores de los 140 actuadores.

Para la asignación del voltaje en los actuadores se usa como referencia la Ecuación 2.3 en donde D es el número en el intervalo de $[0-6553]$ que simboliza el paso de cada actuador. V_{out} , corresponde al voltaje que tiene cada actuador, siendo 300 el voltaje máximo. Para poder ingresar el valor de cada actuador, se introduce el número D , cuyo formato debe estar en hexadecimal con el formato “0x”, de esta forma 0x0000 corresponde a 0v. y 0xFFFF corresponde a 300v.

$$V_{out} = \frac{300D}{65536}, \quad (2.3)$$

Se puede observar en la Ecuación 2.3 que la resolución corresponde a 16 bits, sin embargo la resolución del equipo es de 14 bits, para poder desplegar el dato de forma correcta, hay que multiplicar el número calculado con resolución de 14 bits por 4 y posteriormente transformarlo en formato hexadecimal. La Tabla 2.2 muestra un ejemplo del direccionamiento. Este tipo de direccionamiento indica que los 4 bits menos significativos del número enviado no alteran el valor del voltaje, solamente cambios de 4 bits en la última cifra hexadecimal, como se observa en la Tabla 2.2.

Tabla 2.2 Ejemplo del direccionamiento por medio del software del fabricante

V_{out}	D (resolución a 12 bits)	D (resolución 16 bits)	Dato enviado
50	2730	10923	0x2AAB
50	2730	10924	0x2AAC
50	2730	10925	0x2AAD
50	2730	10926	0x2AAE
50.01	2731	10927	0x2AAF
75	4096	16384	0x4000
150	8192	32768	0x8000

2.2.2.2. Direccionamiento por Matlab

Si se desea hacer el direccionamiento de los datos por medio de Matlab, la numeración de los actuadores se modifica. La Figura 2.5 muestra la numeración de los actuadores del

MEMS, en donde se observa que la numeración incluye las esquinas, a pesar de esto, las esquinas no son leídas por el MEMS, solamente se direccionan para hacer más fácil el direccionamiento a través del software.

El envío de datos en Matlab se realiza de forma diferente que el realizado con el software. El dato enviado debe ser codificado por medio de la Ecuación 2.4. Se observa que en lugar de tener un voltaje de salida, se tiene un porcentaje. Es decir, se tiene un valor del 0% al 100%, con una resolución de 14 bits. En este caso el número D de la Ecuación 2.4, es un número en un intervalo de 1 a 16384, dando como resultado el porcentaje de elevación de cada actuador. Cualquier valor que exceda la resolución de 14 bits, será truncado automáticamente por el MEMS, por lo que es necesario cuidar que los datos enviados se apeguen a la Ecuación 2.4.

$$\%S = \frac{100D}{16384}, \quad (2.4)$$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60
61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72
73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84
85	86	87	88	89	90	91	92	93	94	95	96
97	98	99	100	101	102	103	104	105	106	107	108
109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120
121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132
133	134	135	136	137	138	139	140	141	142	143	144

Figura 2.5 Numeración de los Actuadores en Matlab.

Para poder enviar los datos a través de Matlab, se usan funciones desarrolladas en C/C++, que son cargadas por medio de archivos denominados “mex”. Es necesario contar con una versión superior a Matlab 7.4 (R2007a), para poder soportar este tipo de documentos. Además, es necesario instalar los drivers del MEMS y cargar el dll adecuado (CIUsbLib.dll). La conexión del MEMS por medio de Matlab se realiza por los archivos que se muestran en la Tabla 2.3, los parámetros de las funciones descritas en la Tabla 2.3, son detallados en la Tabla 2.4.

Tabla 2.3 Archivos de comunicación entre el MEMS y Matlab.

Archivo	Propósito	Funciones de comunicación
OPEN_multiDM	Inicialización	[error, driver] = OPEN_multiDM(mapa);
UPDATE_multiDM	Envío de datos	[error] = UPDATE_multiDM(driver, actuadores);
CLOSE_multiDM	Cierre de puerto	[error] = CLOSE_multiDM(driver);

Una de las principales desventajas de usar Matlab es la velocidad máxima de transmisión de datos, mientras que en el software del fabricante se puede controlar la frecuencia, en Matlab la frecuencia máxima es de 3 KHz. Si se desea una frecuencia menor, es necesario usar comandos de pausa dentro del ciclo de envío de datos.

Tabla 2.4 Parámetros de entrada y salida para las funciones de comunicación.

Función	Variables de entrada	Variables de Salida
<i>Inicialización</i>	<ul style="list-style-type: none"> <i>mapa</i>: tipo de mapa para el direccionamiento de los actuadores. Para el MEMS que se usó mapa=2 	<ul style="list-style-type: none"> <i>error</i>: <ol style="list-style-type: none"> sin error Dll no encontrada error desconocido envío fallido Driver no encontrado <i>driver</i>: estructura de datos para la comunicación USB. Contiene los parámetros: <ul style="list-style-type: none"> <i>ID del USB</i> <i>Pointer del USB</i> <i>Tipo de mapa</i>
<i>Envío de datos</i>	<ul style="list-style-type: none"> <i>driver</i>: parámetro de salida de la función de inicialización. <i>actuadores</i>: vector de dimensión de 144, los elementos deben de tener un valor entre 0 y 100 y una precisión de 14 bits 	<ul style="list-style-type: none"> <i>error</i>: <ol style="list-style-type: none"> sin error envío fallido USB_ID y USB_pointer no reconocidos
<i>Cierre de puerto</i>	<ul style="list-style-type: none"> <i>driver</i>: parámetro de salida de la función de inicialización. 	<ul style="list-style-type: none"> <i>error</i>: <ol style="list-style-type: none"> sin error USB_ID y USB_pointer no reconocidos

2.3. Caracterización del MEMS

2.3.1. Determinación del desplazamiento en modo Pistón

Para poder determinar de manera adecuada cuanto se desplaza cada actuador con respecto al número binario introducido, se armó el arreglo mostrado en la Figura 2.6. Para el arreglo se usó un Láser He-Ne con una longitud de onda de 632.8 nm y una potencia de 5 mW. El filtro espacial consta de un objetivo de microscopio 20X y un pin-hole de 15 micrómetros, marca Newport. Tanto la lente colimadora, como la lente que enfoca a la CCD, son dobletes acromáticos rápidos. Como detector se usó una cámara CCD Lumenera con una resolución de 1280 x 1024 píxeles.

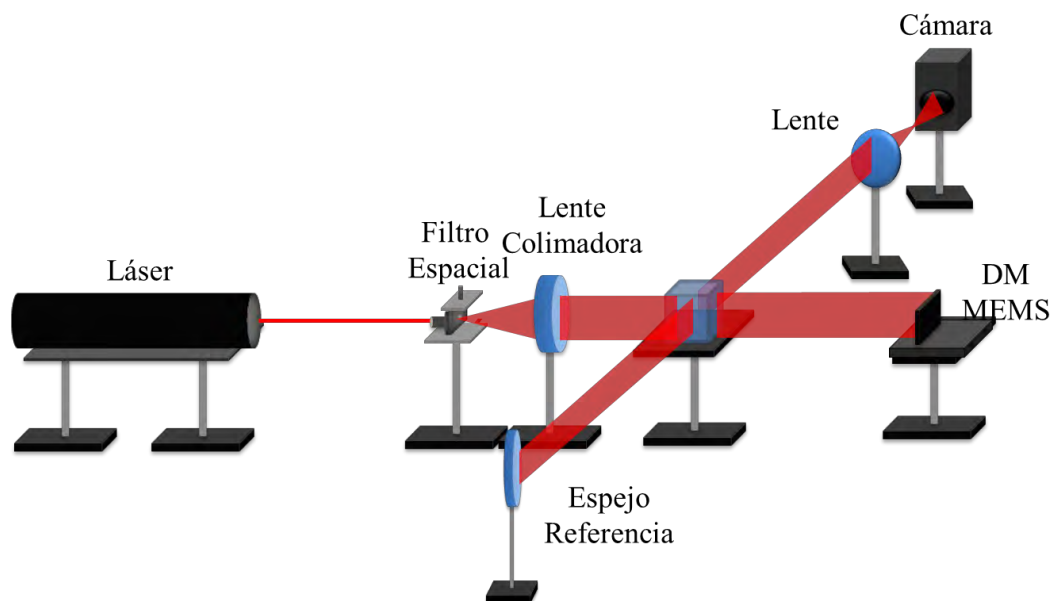


Figura 2.6 Interferómetro tipo Twyman-Green para Calibración del MEMS

Se usó la configuración Twyman-Green, donde se cuidó tener una diferencia de camino óptico similar en los brazos para evitar aberraciones en el sistema. Cabe destacar que todas las pruebas interferométricas fueron realizadas sobre una mesa óptica para evitar vibraciones que pudieran ser captadas por el interferómetro. El patrón de interferencia, generado por el interferómetro está descrito por:

$$I_n(x, y) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k_o OPD(x, y) + \alpha_n), \quad (2.5)$$

En donde I_1 e I_2 son las intensidades de cada uno de los brazos del interferómetro. $k_o = 2\pi/\lambda$, corresponde al número de onda, $OPD(x, y)$ es la diferencia de camino óptico, generado por el MEMS y α_n es el desplazamiento de pistón inducido. Para conocer el desplazamiento de cada actuador, es necesario conocer el término α_n para cada paso. Para conocer el desplazamiento que existe entre el punto, en el que los actuadores se encuentran todos en reposos (actuadores con voltaje equivalente a 0 V), se toma el interferograma en la posición denominada $I_0(x, y)$, en donde $\alpha_0 = 0$; posteriormente, se compara con un interferograma desplazado, conforme a:

$$I_0(x, y) - I_n(x, y) = 2\sqrt{I_1 I_2} [\cos(k_o OPD(x, y) + \alpha_0) - \cos(k_o OPD(x, y) + \alpha_n)],$$

$$I_0(x, y) - I_n(x, y) = 4\sqrt{I_1 I_2} \sin\left(k_o OPD(x, y) + \frac{\alpha_n}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha_n}{2}\right). \quad (2.6)$$

Como solamente se necesita el término α_n , se calcula el cuadrado del promedio espacial, lo que da como resultado:

$$\langle |I_0(x, y) - I_n(x, y)|^2 \rangle = \langle \left| 4\sqrt{I_1 I_2} \sin\left(k_o OPD(x, y) + \frac{\alpha_n}{2}\right) \right|^2 \rangle = \sin^2\left(\frac{\alpha_n}{2}\right). \quad (2.7)$$

Suponiendo que las intensidades I_1 e I_2 y que la OPD, son mutuamente independientes; además, que la diferencia de camino óptico está espacialmente distribuida debido a la interferencia. Por el promedio espacial elevado al cuadrado, el término que tiene el promedio espacial, se puede tomar como una constante [29, 30], por lo cual la Ecuación 2.7, se puede describir como:

$$\langle |I_0(x, y) - I_n(x, y)|^2 \rangle = c \sin^2\left(\frac{\alpha_n}{2}\right), \quad (2.8)$$

Usando identidades trigonométricas la Ecuación 2.8 puede ser rescrita como:

$$P_n \approx 1 - \cos(\alpha_n). \quad (2.9)$$

La expresión de la Ecuación 2.9, depende solamente del coseno de α_n , con lo que se caracteriza el dispositivo, como la diferencia de camino óptico es la misma, se omitió.

La Figura 2.7 muestra el algoritmo que se siguió para la obtención del desplazamiento de los actuadores del MEMS. Se mandaron los datos desde la computadora mediante Matlab, y con ella se controló tanto el MEMS como la cámara. Se inicializó el MEMS de tal forma

que el mapa coincidiera con el mostrado en la Figura 2.5, posteriormente se generaron dos vectores de longitud 144, un vector de referencia, en donde los actuadores se encuentran en su posición original, y un vector en el que los actuadores se mueven en conjunto. Para evitar algún ruido causado por el movimiento, se tomaron siempre dos pares de fotos, como se observa en la Ecuación 2.8. y en la Figura 2.7. Se dividió el rango de 16384 pasos en 256 muestras (se tomaron 512 interferogramas), el aumento en porcentaje de cada paso fue del 1.5625%. Este incremento resulta de dividir los 16384 pasos en las 256 muestras y multiplicarlo por el 100%.

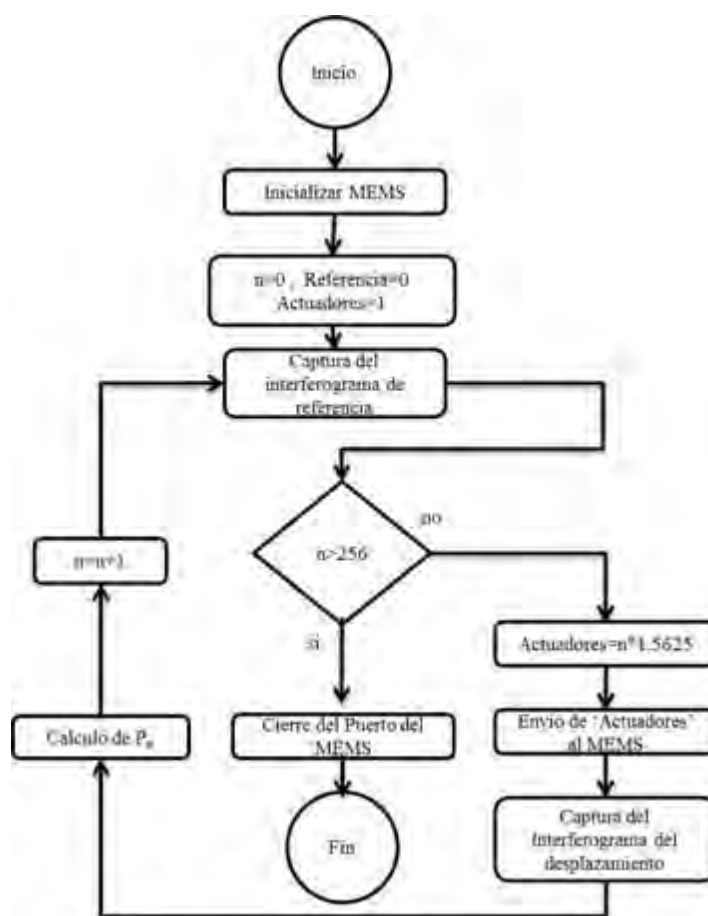


Figura 2.7 Algoritmo de Calibración para el Desplazamiento del MEMS

El resultado del algoritmo se muestra en la Figura 2.8. Se observa que el desplazamiento no es lineal con respecto a los pasos. Alrededor de los 6000 pasos la frecuencia se incrementa, se observa de forma clara una modulación en frecuencia. Un dato importante que se puede

analizar de la gráfica mostrada en la Figura 2.8, es que el direccionamiento después de los 11960 pasos no tiene efecto en el desplazamiento. Esta falta de desplazamiento indica que el rango de direccionamiento no es de [0 16384] con el que se logra el 100% de elevación de los actuadores, en modo pistón; sino un rango de [0 a 11960], que equivale solamente al 73% de la resolución.

La reducción en el direccionamiento de los datos, es debido a la saturación de los actuadores. Una vez que los actuadores llegan a una altura del 73%, la superposición de los actuadores sobrepasa los $3.5 \mu\text{m}$ de la membrana; como la membrana, se encuentra protegida por hardware para evitar daño, el valor máximo del desplazamiento del término pistón que se puede lograr es de $3.5 \mu\text{m}$.

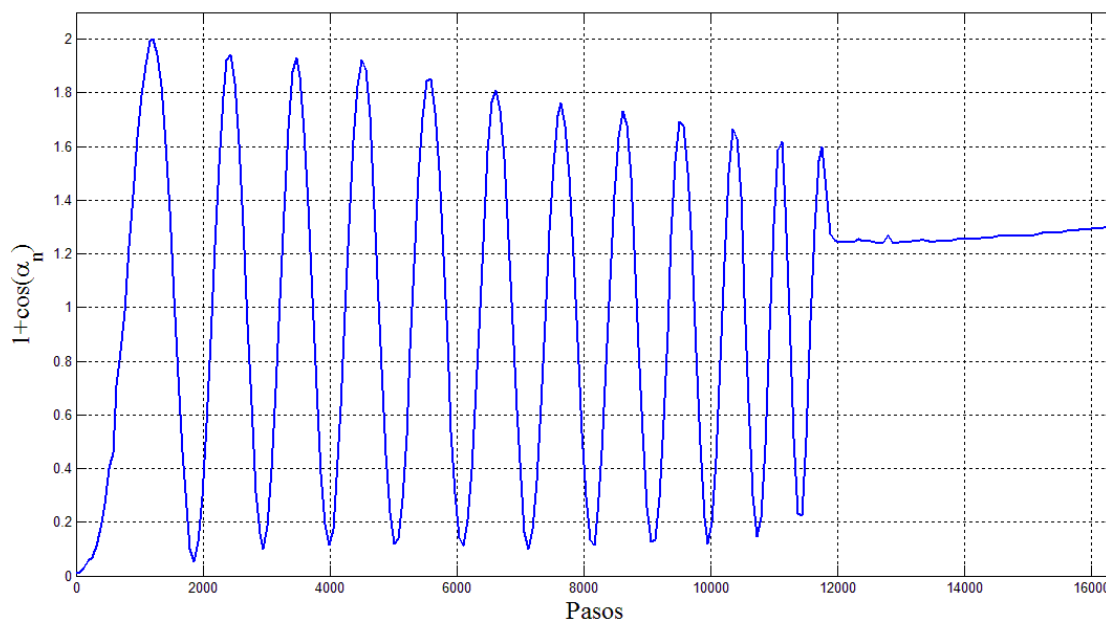


Figura 2.8 Coseno del Desplazamiento inducido por el MEMS en modo Pistón

La gráfica mostrada en la Figura 2.8 muestra el desplazamiento envuelto en el coseno, sin embargo por métodos interferométricos se puede conocer el desplazamiento de la membrana del MEMS. Se sabe que cada mínimo es media longitud de onda, por lo cual una primera aproximación se realizó encontrando los mínimos de la gráfica mostrada en la Figura 2.8 y multiplicar los ciclos por la longitud de onda. Se realizó una interpolación de datos a un polinomio de segundo orden. La aproximación del polinomio a segundo orden, se muestra en la gráfica de la Figura 2.9, donde se observa una diferencia con respecto a la

aproximación lineal. La gráfica mostrada en la Figura 2.9 muestra, que es necesario tener una ecuación de transformación para poder direccionar de manera apropiada las alturas de cada actuador.

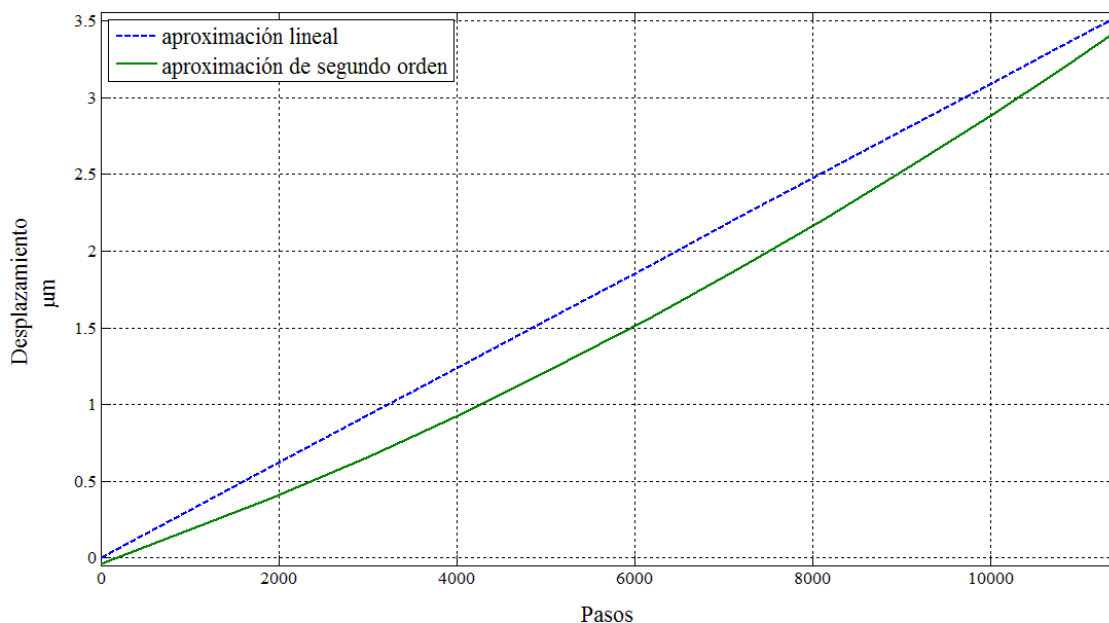


Figura 2.9 Aproximación del Desplazamiento del MEMS

El polinomio de ajuste se modela en la Ecuación 2.10, en donde D es el paso de direccionamiento y x , es el desplazamiento dado en micrómetros.

$$x(D) = 8.4632 \times 10^{-9}D^2 + 2.082 \times 10^{-4}D - 0.0417, \quad (2.10)$$

Aunque la Ecuación 2.10 es útil, lo que se desea introducir en el MEMS, es el porcentaje de desplazamiento o la diferencia de potencial, como se observa en la Ecuación 2.3 o en la Ecuación 2.4. Por lo tanto se necesita la función inversa de la Ecuación 2.10, una función a la que se le introduzca el desplazamiento deseado y de la cual, se obtenga el paso que debe ser transformado en tensión eléctrica o en porcentaje; dependiendo del tipo de software que se esté usando para manipular el MEMS. La Ecuación 2.11 muestra la función inversa, en donde x , es la deformación que se le desea inducir al MEMS en micrómetros. Para poder introducir el paso D en la ecuación 2.3 o en la Ecuación 2.4, hay que redondear el resultado de la Ecuación 2.11.

$$D(x) = 5907.9\sqrt{3.39528x + 4.476} - 12101.311. \quad (2.11)$$

2.3.2. Separación de los actuadores

Uno de los parámetros importantes en la función de influencia además del perfil, es la separación entre actuadores. Aunque el fabricante especifique una separación, como se observa en la Tabla 2.1. La caracterización, de la función de influencia, debe estar comprobada de forma práctica, ya que ésta puede variar entre dispositivos. Para poder obtener este parámetro, se dejó el arreglo de la Figura 2.6, el análisis se realizó alrededor del actuador número 103 de la Figura 2.4. En la Figura 2.10 se muestra en análisis realizado. Se eligió el actuador 103, por un problema en el MEMS, el actuador 66 se atoró en una posición, siendo una posición central; por lo tanto se busco un actuador lo mas central posible y que no fuese afectado por la deformación del actuador 66.

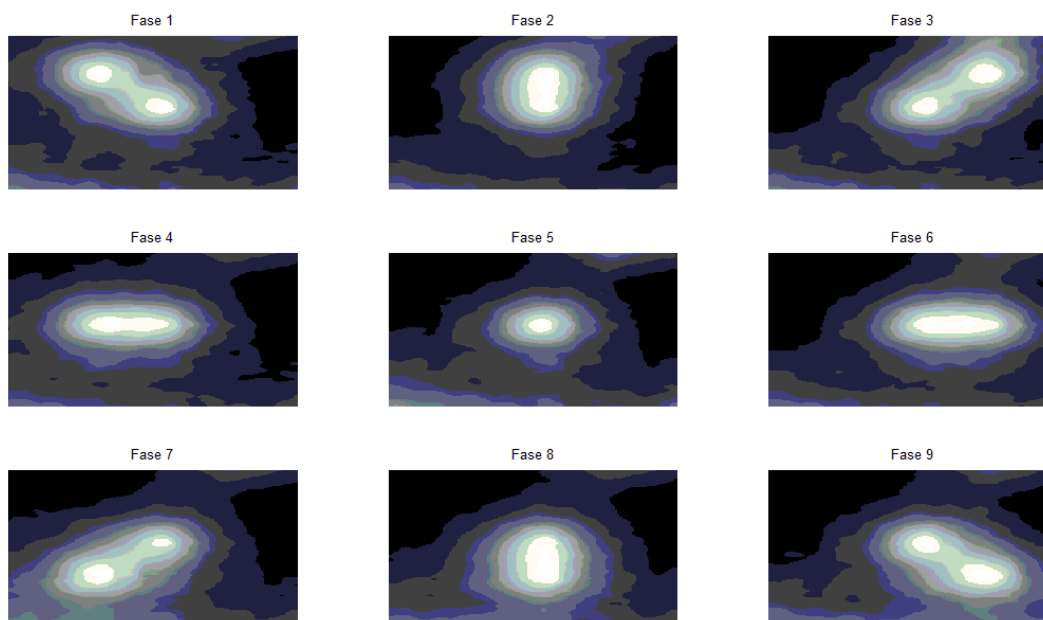


Figura 2.10 Separación entre Actuadores, alrededor del Actuador 103.

Para obtener los resultados de la Figura 2.10, se accionaron todos los actuadores alrededor del actuador 103 de la Figura 2.4 (actuadores 90, 91, 92, 102, 104, 114, 115 y 116). En la Figura 2.10, se observa la fase encontrada por el algoritmo de Fourier. La Fase 5, mostrada en la Figura 2.10 corresponde al actuador 103 con un desplazamiento del 25% y las Fases del 1 al 9, exceptuado la Fase 5, corresponden al actuador 103, en combinación con alguno de los actuadores previamente mencionados, con el mismo desplazamiento. Para encontrar

la distancia entre actuadores, se encontró el máximo de cada actuador, y se calculó la distancia en pixeles.

Haciendo una conversión de pixeles a distancia, se encontró que la separación entre vecinos de forma horizontal o vertical, son $400 \mu\text{m} \pm 10\%$, tal como lo indica el fabricante. Sin embargo, si se busca la distancia de un vecino de forma diagonal, la distancia entre centros es mayor, como se observa en la Figura 2.11. Como es de esperarse, la distancia de forma diagonal entre algún actuador y su vecino es mayor de, $565.685 \mu\text{m} \pm 10\%$. Este número es el mismo, que la conversión de pixeles a distancia y el cálculo vectorial de distancias entre actuadores.

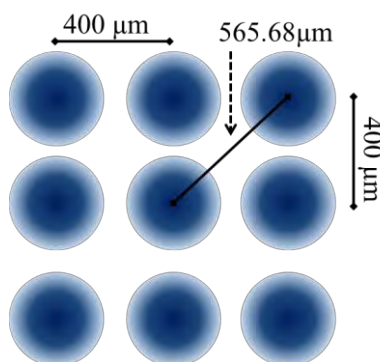


Figura 2.11 Separación entre Actuadores.

2.3.3. Linealidad del dispositivo

Para que el dispositivo sea lineal, debe pertenecer a un espacio vectorial, cerrado bajo la adición y cerrado bajo la multiplicación escalar [31]. Si se tiene caracterizada la función de influencia de cada actuador, la multiplicación por un escalar de la función de influencia de un actuador debe estar en el mismo espacio vectorial, así mismo, la suma de dos actuadores debe estar en el espacio vectorial de las posibles combinaciones. Se toma como vector cero, la posición en donde los actuadores se encuentran en reposo. Para probar la linealidad del dispositivo, se probó la cerradura bajo la adición y la cerradura bajo la multiplicación escalar.

2.3.3.1. Cerradura bajo la adición

Para que el sistema sea lineal debe cumplirse que si $S_1(x,y)$ describe la función de influencia de un actuador y $S_2(x,y)$ la suma de estas funciones de influencia, ambas deben de pertenecer al espacio vectorial de funciones que el MEMS puede reproducir. Se asume que las funciones de influencia son además conmutativas y asociativas. Para realizar esta prueba se mantuvo el arreglo mostrado de la Figura 2.6 y se encontró la diferencia de camino óptico, usando el algoritmo de Fourier [32], para dos actuadores.

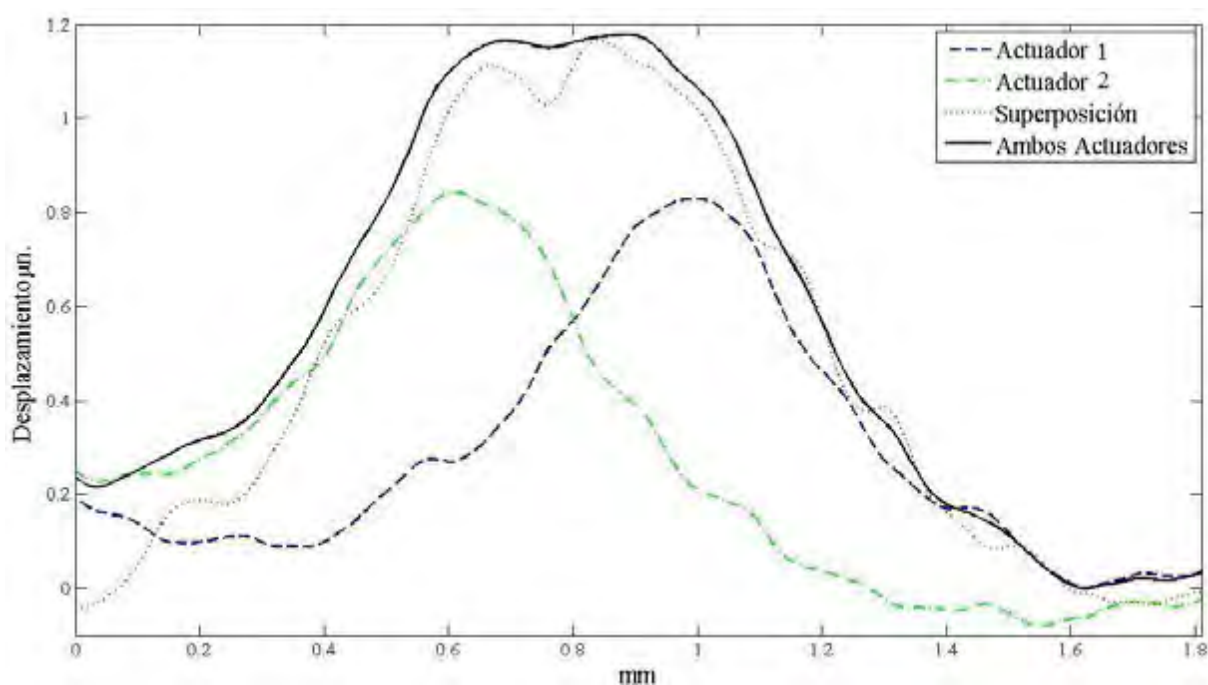


Figura 2.12 Perfil de dos actuadores activados al mismo tiempo.

En la Figura 2.12 se muestra un corte transversal de la función de influencia de dos actuadores activados al mismo tiempo, correspondiente a la curva de color negro. Se observa, como la superposición de las funciones de influencia de ambos actuadores, dan como resultado una curva similar al perfil de la función de influencia obtenida con dos actuadores encendidos al mismo tiempo. Al momento de direccionar la posición de ambos actuadores, se elevó cada actuador a un 25% de su valor máximo ($0.82 \mu\text{m}$). A pesar de esto, el aumento en el valor esperado es aproximadamente del 46%. Esto se debe a la superposición de las funciones de influencia de ambos actuadores.

La diferencia entre el máximo de la superposición de ambos actuadores y la función de influencia es del 2%. Luego se puede tomar, como válida la cerradura bajo adición.

2.3.3.1. Cerradura bajo la multiplicación escalar

Además de tener la cerradura bajo la adición, se debe obtener que la multiplicación de la función de influencia por una constante, pertenezca a la misma familia de curvas descritas por la función de influencia. Para comprobar esta condición se accionó el mismo actuador a dos porcentajes diferentes (16% y 25%). La Figura 2.13 muestra la función de influencia obtenida por técnicas interferométricas, del mismo actuador a diferentes porcentajes.

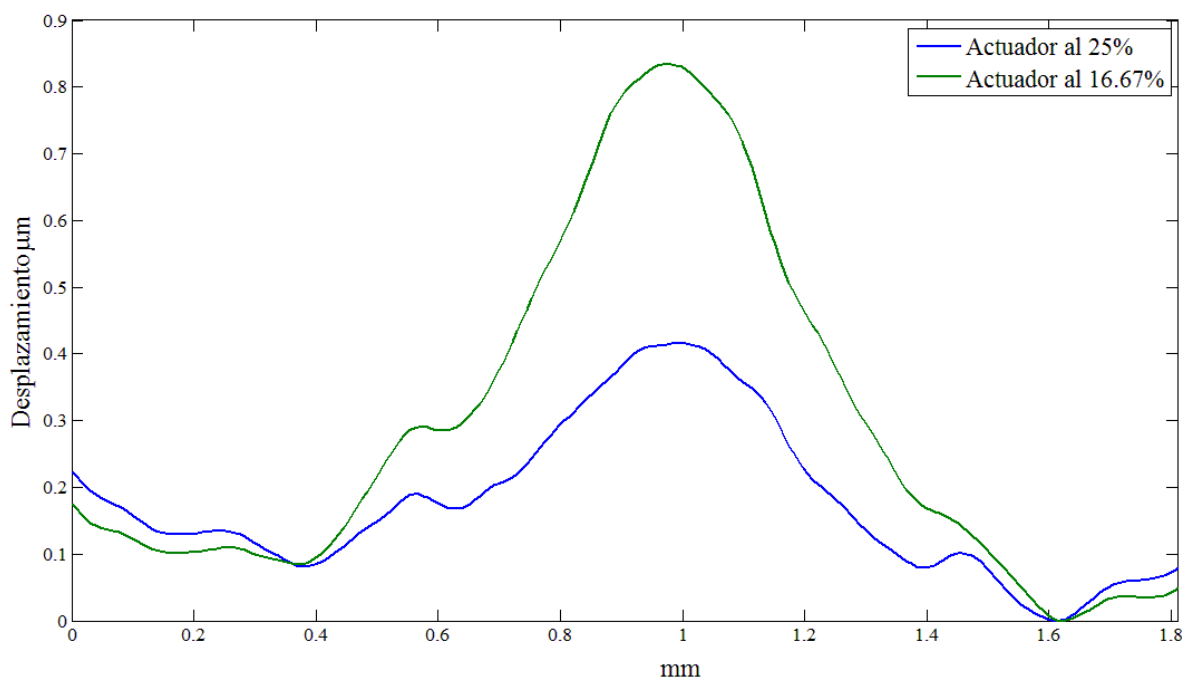


Figura 2.13 Función de influencia del actuador 103 al 25% y 16.67%

Las forma del actuador en la Figura 2.13, tienen diferentes desplazamientos, por lo que no se puede comparar de forma intuitiva. Se normalizaron, los perfiles de las funciones de influencia y el resultado se observa en las gráficas de la Figura 2.14. Para realizar la comparación de las funciones de influencia de los actuadores, se compararon los FWHM de ambas funciones de influencia.

$$FWHM_1 = 0.5067 ,$$

$$FWHM_2 = 0.5063,$$

El error absoluto entre las dos FWHM es del 0.07%. Por lo que se puede considerar que la función es prácticamente la misma. Como la función de influencia se puede considerar igual, el MEMS tiene cerradura bajo la multiplicación escalar.

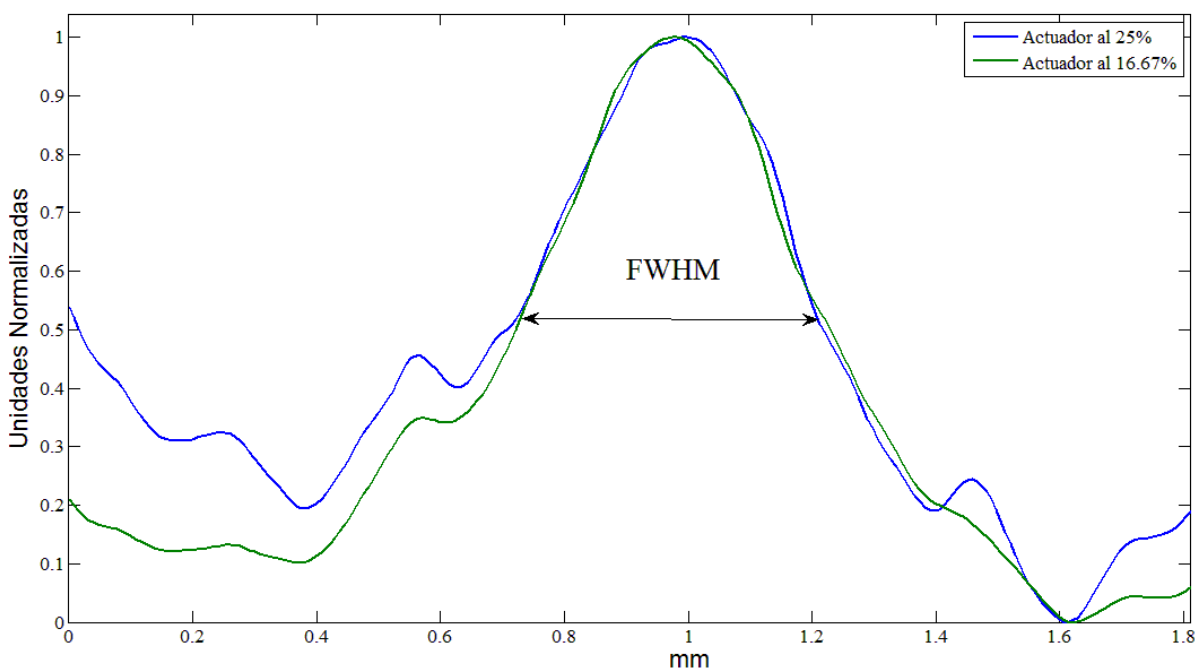


Figura 2.14 Función de Influencia Normalizada del Actuador 103 al 25% y 16.67%

El error generado entre las gráficas mostradas en la Figura 2.14, se debe al escalamiento de la función de influencia. Además, se toma en cuenta, que se usaron técnicas interferométricas para poder evaluar la forma del actuador. Esto lleva a que cualquier cambio generado por vibración no deseada, registrado al momento de la captura de la imagen, puede ser tomado como ruido. Sin embargo, la forma básica del perfil de la función de influencia se mantiene.

Como el MEMS cumple con la cerradura bajo la adición y la multiplicación escalar. Se puede considerar que el dispositivo es lineal, por lo tanto, se puede establecer un conjunto de funciones bases; con las que se pueden describir todas las formas posibles generadas por el MEMS.

2.3.4. Modelo del MEMS

El espejo tipo MEMS puede aproximarse a un modelo lineal. La superficie del MEMS, puede ajustarse por medio de la Ecuación 2.12. En donde $S(x)$ y $S(y)$ representan a las funciones de influencia de los actuadores, haciendo un corte en los ejes respectivos. Los coeficientes $C_{kj}(v_{kj})$, representan la contribución de cada actuador con respecto a la diferencia de potencial inducida; x_o e y_o , son las separaciones entre actuadores. Para este dispositivo en particular se tiene que $x_o = y_o = 400\mu m$.

$$H(x, y, v_{kj}) = \sum_{k=1}^{12} \sum_{j=1}^{12} C_{kj}(v_{kj}) S(x - jx_o) S(y - ky_o) + \varphi(x, y). \quad (2.12)$$

La sumatoria de la Ecuación 2.12 se hace sobre todo el espacio de actuadores, para simplificar la ecuación. Sin embargo, se sabe que los actuadores de las esquinas no se pueden mover, como se muestra en la Figura 2.5. La dimensión del espacio vectorial, que se modela con la ecuación 2.12 es de 140 (correspondiente a cada función de influencia de un actuador). Para que el modelo se ajuste de forma correcta se debe de cumplir que $H(x, y, v_{kj})$ no sea mayor que $3.5\mu m$ y que los coeficientes cumplan:

$$C_{1,1} = C_{12,12} = C_{1,12} = C_{12,1} = 0.$$

La superficie del MEMS, no es perfecta. Aunque el fabricante, ofrezca una buena calidad óptica, el MEMS tiene una forma predeterminada. Cuando todos los coeficientes, de la matriz de desplazamientos son cero, la Ecuación 2.12 queda solamente dependiente de las coordenadas espaciales. La ecuación que modela al MEMS en estas condiciones, corresponde a la Ecuación 2.13. En donde $\varphi(x, y)$ es la topografía superficial que idealmente debe ser plana; corresponde al MEMS apagado.

$$H(x, y, 0) = \varphi(x, y), \quad (2.13)$$

Para determinar el modelo adecuado para las funciones de influencia, se propuso un modelo de la forma que se observa en la Ecuación 2.14. Las funciones de influencia corresponden a funciones gaussianas, con una desviación estándar σ_x y σ_y , asumiendo que las funciones no

son simétricas. El modelo se genera a partir de las formas canónicas de las funciones de influencia que el MEMS puede tener.

$$S(x - x_0) = e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2}},$$

$$S(y - y_0) = e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}}.$$
(2.14)

La desviación estándar de las gaussianas, se calculó usando el FWHM de cada una de las funciones de influencia.

Generando un corte en el eje x y en el eje y . En la Figura 2.15 a) se muestra el perfil de la función de influencia con un corte en el eje x ; en la Figura 2.15 b) se puede observar el corte de la misma función de influencia en el eje de las y . Si se comparan ambas gráficas, se observa que el FWHM de los cortes en x y en y , en y no coinciden completamente, por lo que se debe hacer el cálculo para las desviaciones estándar de la Ecuación 2.14.

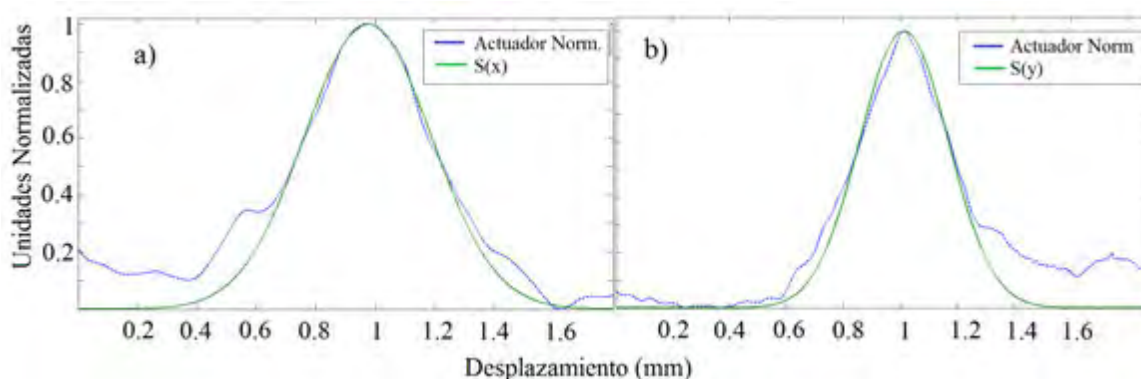


Figura 2.15 Ajuste de datos de la función de influencia a) Corte en x , b) Corte en y

A partir, de las gráficas mostradas en la Figura 2.15, se calculó la desviación estándar para cada gráfica. Obteniendo como resultado una desviación estándar en el eje de la x correspondiente a $\sigma_x = 0.2152$ y una desviación estándar en el eje de las y correspondiente a $\sigma_y = 0.1566$.

Substituyendo los valores de las desviaciones estándar en la Ecuación 2.14. Se puede calcular el error cuadrático medio de las funciones modeladas y el objeto obtenido en el laboratorio. El error cuadrático medio entre las curvas experimental y modelada en el eje de

las x tiene un valor correspondiente a $E_{cmx} = 0.09$. Mientras que el error cuadrático medio con respecto al eje de las y , tiene un valor de $E_{cm y} = 0.08$. Como el error es pequeño la ecuación 2.15 modela el comportamiento de la superficie del MEMS. De la reconstrucción de forma local hecha por la ecuación 2.15, se observa en la Figura 2.16.

$$H(x, y, v_{kj}) = \sum_{k=1}^{12} \sum_{j=1}^{12} C_{kj}(v_{kj}) e^{-\left[\frac{(x-jx_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-ky_0)^2}{2\sigma_y^2}\right]} + \varphi(x, y). \quad (2.15)$$

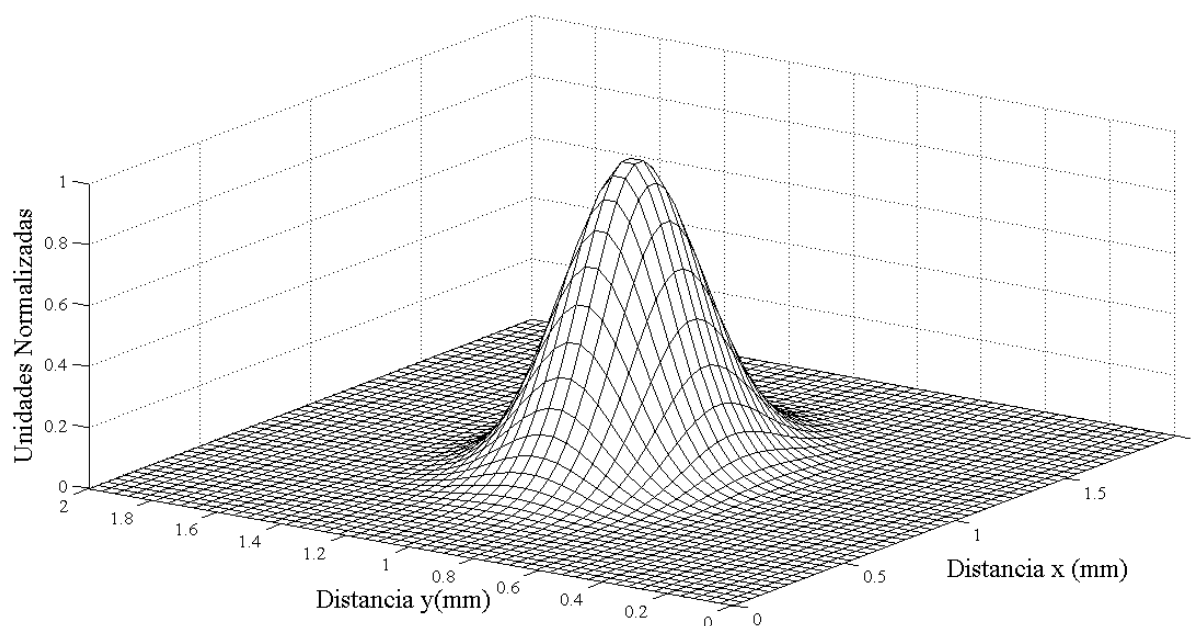


Figura 2.16 Modelo de la superficie del MEMS.

Con este modelo matemático, se tiene un simulador computacional del dispositivo. Esto permite, poder diseñar previamente las superficies, que se desean desplegar en el espejo deformable y poder ver las limitaciones del equipo en cuanto a las superficies que se pueden desplegar con el.

2.4. Conclusiones

Se trabajó con un espejo deformable con tecnología MEMS de 140 actuadores. Se basó la experimentación en el espejo deformable “Multi-DM 3.5 μm CDM” fabricado por la compañía “*Boston Micromachines*” y distribuido por “*Thorlabs*”. El espejo deformable, posee una membrana continua por lo que existe una función de influencia continua para este dispositivo. La función de influencia mas adecuada para modelar el perfil de un actuador para este espejo deformable, corresponde a una gaussiana dado el hecho de que esta no se desvanece completamente como un polinomio de orden cubico.

Se observa la importancia de la codificación que se esta usando, así como el tipo de programa que se esta usando para el control. Si se tiene un programa de control en el cual la codificación de los datos no corresponde, el voltaje inducido en los actuadores deseados no se generara adecuadamente, hay que tomar en cuenta que en algunos programas de control, la codificación es de 12 bits mientras que en otros tipos de programas de control, la codificación es de 16 bits. Además, se debe de tener cuidado de la numeración de los actuadores. La numeración de los actuadores cambia con el programa de control, generando el mismo problema que una mala codificación de los datos.

Se obtuvo que la modulación de fase en modo de pistón, para el modulador tipo MEMS, no sea lineal y se calculó una curva para determinar el desplazamiento del dispositivo en función del voltaje inducido (direccionamiento digital). Otro dato que se caracterizó fue la separación entre los actuadores. La que coincide perfectamente con lo dicho por el fabricante. A pesar de la no linealidad del dispositivo en lo respecto a la relación de voltaje inducido y el desplazamiento. Se comprobó que el dispositivo puede se tratado como un sistema lineal, dado que cumple con las cerraduras correspondientes; generando así, un modelo lineal del dispositivo, que permite modelar computacionalmente el espejo deformable.

Capítulo 3. Moduladores espaciales tipo LCoS

3.1.Introducción

Los moduladores espaciales, como se ha mencionado en el capítulo 1, son elementos que modifican las propiedades físicas del frente de onda, para transformar la fase o amplitud de éste. Los SLM tipo LCoS, están basados en sistemas de cristales líquidos. Esto quiere decir, que se usa la birrefringencia de las moléculas del cristal líquido, excitadas vía electrónica, para poder alterar la fase del frente de onda [33]. La Figura 3.1 muestra el comportamiento de las moléculas birrefringentes del cristal líquido, cuando estas son expuestas a un campo eléctrico.

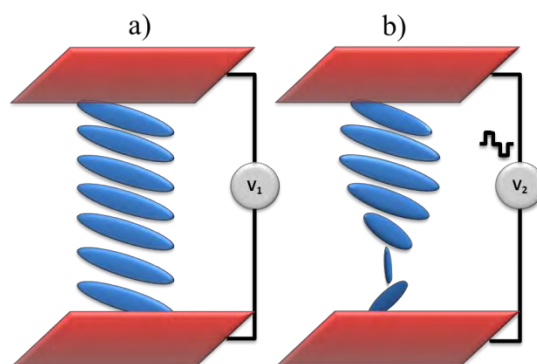


Figura 3.1 Comportamiento de las Moléculas de Cristal Líquido ante la presencia de un campo eléctrico inducido. a) moléculas relajadas, b) moléculas excitadas a partir del campo eléctrico.

Las moléculas de los cristales líquidos pueden ser tratadas como elipsoides, las cuales poseen una simetría circular en un eje trasversal, es decir, cuentan con un índice de refracción ordinario, y un índice de refracción extraordinario. Sin embargo estas moléculas birrefringentes, pueden tomar diferentes posiciones con respecto a las moléculas vecinas. Esto genera diferentes fases de cristales líquidos, en la Figura 3.2 se muestran el arreglo molecular para tres configuraciones de interés óptico.

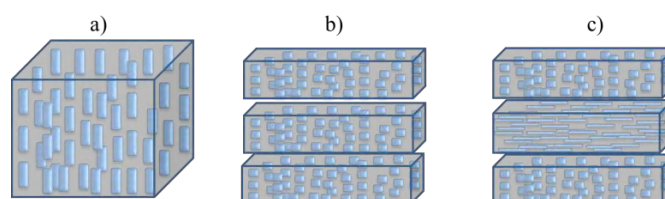


Figura 3.2 Arreglo Molecular para los LC. a)Nematico, b) Smectic d)Cholestric

Para el tipo Nematico, las moléculas tienen una orientación paralela entre si, preferentemente, además los centros de las moléculas están en orden aleatorio en todo el volumen. Con respecto al tipo *Smectic*, las moléculas se encuentran de nuevo alineadas de forma paralelas, pero ahora en capas; los centros de las moléculas solo pueden estar de forma aleatoria dentro de esas capas. Finalmente para el tipo Cholestrico, las moléculas tienen un orden helicoidal en capas [16, pp. 189-195].

3.2.Características del dispositivo.

El modulador espacial usado en este trabajo, es uno del tipo LCoS. El SLM tipo LCoS cuenta con un arreglo de fase tipo nématico, sin embargo se le agregan capas extras de alineamiento, las cuales sirven para dar una dirección específica a las moléculas. Las moléculas del cristal líquido tienen una dirección preferencial hacia el pulido de la superficie, como se muestra en la Figura 3.3.

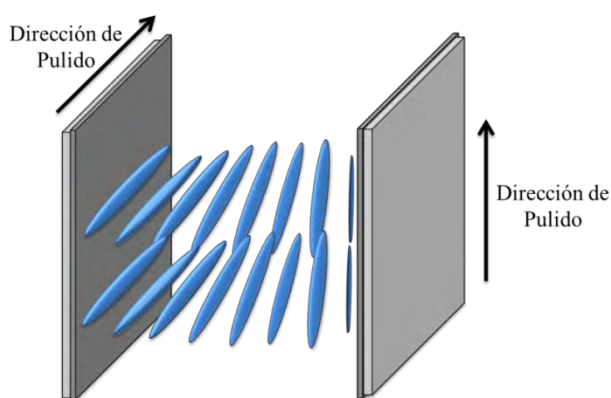


Figura 3.3 Alineación Molecular de un Cristal Líquido Tipo *Twisted Nematic*

El LCoS basado en cristal líquido *Twisted-Nematic* es capaz de modular el frente de onda, tanto en amplitud como en fase. El modelo implementado es el LC-R 2500, fabricado por Holoeye. La Tabla 3.1 muestra las características básicas del dispositivo. El factor de llenado, indica cual es el espacio que existe entre cada pixel y el tamaño del pixel, como se observa en la Figura 3.4. Si el dispositivo, fuera una membrana continua como el modulador tipo MEMS, el factor de llenado del modulador sería de 1. El direccionamiento del LCoS es de 8 bits, esto quiere decir que se tienen 256 niveles de gris diferentes para cubrir un intervalo de modulación de fase o amplitud dependiendo de la configuración requerida.

Tabla 3.1 Características Optoelectrónicas del LCoS LC-R 2500

<i>Característica</i>	<i>Valor</i>
<i>Modelo</i>	LC-R 2500 tipo reflectivo
<i>Resolución</i>	1024 x768
<i>Taza de Muestreo</i>	72 Hz
<i>Factor de Llenado</i>	93%
<i>Tamaño del Pixel</i>	19.14 μm x 19.01 μm
<i>Tamaño del Panel</i>	19.6 mm x 14.6 mm
<i>Direccionamiento</i>	8 bits
<i>Rango de modulación en fase</i>	0 a 2π (400 a 700 nm)
<i>Comunicación</i>	DVI-XGA

La comunicación entre el LCoS y la computadora se realiza por medio de comunicación DVI, este tipo de comunicación es igual a la usada por los monitores de computadora. Lo cual implica, que el LCoS, puede ser manejado como un monitor secundario a la computadora con la que se está controlando el dispositivo.

Por ser un dispositivo basado en cristales líquidos tipo *Twisted-Nematic*, el LCoS depende completamente de la polarización de entrada al dispositivo. Dada la configuración de la polarización de entrada se puede seleccionar el tipo de modulación del dispositivo, es decir modulación en fase o en amplitud.

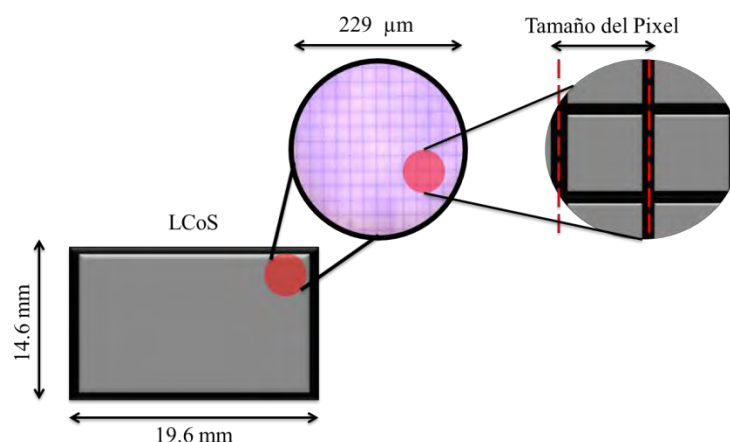


Figura 3.4 Esquema de los pixeles del LCoS

Si se compara el LCoS con el MEMS, el LCoS posee una mayor resolución; con lo cual se pueden desplegar mayores formas y el control del frente de onda puede llegar a ser más preciso. Sin embargo el MEMS muestra un mejor comportamiento en cuanto a rango dinámico, siendo el máximo teórico del LCoS solamente de 2π , o una longitud de onda. Mientras que en el MEMS se tiene un rango dinámico de $3.5 \mu\text{m}$, superior a 6 longitudes de onda para un láser de 632.6 nm .

3.3.Fluctuaciones Espaciales

La modulación de luz efectuada por el LCoS, es llevada a cabo mediante un direccionamiento electrónico de tipo PWM en forma numérica [33]. Este tipo de modulación normalmente se genera a 120 Hz, produciendo así fluctuaciones en la polarización de las moléculas. Los cambios de posición en las moléculas debido al direccionamiento, generan fluctuaciones espaciales en el LCoS, provocando un “ruido” no deseado en la señal al que se denomina *flicker* o fluctuaciones de fase [34]. Por ser un fenómeno causado por la modulación digital, este fenómeno, no se presenta cuando el dispositivo tiene un direccionamiento del tipo analógico [35].

Como las moléculas del cristal líquido tienen un estado de polarización que se encuentra fluctuando temporalmente, se pueden tener variaciones tanto en fase como en amplitud. Estas fluctuaciones se hacen mas notorias conforme se incrementa el nivel de gris que despliega. Una de las recomendaciones que se tiene para poder atenuar estas fluctuaciones

de fase es la reducción del rango dinámico [36]. Sin embargo, este método limita los alcances del dispositivo.

3.3.1. Fluctuaciones espaciales de Fase

El fabricante estipula, que para una longitud de onda de 400 a 700 nm se tiene un rango dinámico de 0 a 2π , en modo ideal. Pero, por las fluctuaciones espaciales generadas por la polarización de las moléculas se tienen fluctuaciones espaciales de fase. Si se quiere utilizar el LCoS como un modulador de fase, como es el caso de un piezoeléctrico, se tendría error en las mediciones de hasta $\lambda/5$ causadas por estas fluctuaciones [37]. Estas fluctuaciones pueden ser corregidas aproximadamente en un 10% por métodos polarimétricos [38] o hasta un 80% reduciendo la temperatura del panel [37] hasta una temperatura de $-8\text{ }^{\circ}\text{C}$ sin ver comprometido de forma sustancial el rango dinámico del dispositivo.

Las fluctuaciones espaciales de fase, son dependientes del direccionamiento al cual se trabaja. Por lo que se tiene un rango de trabajo de las fluctuaciones de fase dependiente del nivel de gris. En algunos niveles de gris, se puede tener que las variaciones de fase pueden ser incluso superiores a los 15° cuando no son controladas mediante las técnicas antes mencionadas [37].

3.3.2. Fluctuaciones espaciales de Amplitud

Las variaciones de la modulación digital, no solo produce variaciones de fase en el haz propagado. Sino también existe una variación en amplitud. En la Figura 3.5 se muestra la señal por reflexión del LCoS capturada por un foto-detector y analizada en un osciloscopio digital. La señal fue filtrada de forma digital, mediante un filtro tipo Butterworth con una frecuencia de corte $f_c = 500\text{ Hz}$. En la gráfica se puede observar como el LCoS además de tener un rizo, al que denominamos flicker de intensidad, también tiene una variación con respecto a la radiancia medida por el detector. A esta variación con respecto al valor de referencia, se le conoce como modulación en amplitud. Tanto el flicker de intensidad, como la modulación en amplitud son dependientes del nivel de gris que se despliega en el modulador de frente de onda.

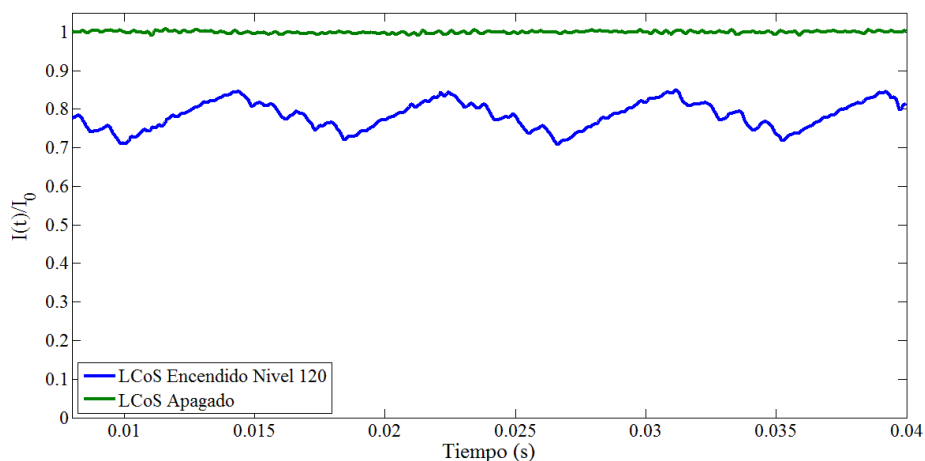


Figura 3.5 Flicker de Intensidad

Si se obtiene la transformada de Fourier de la señal de intensidad correspondiente al nivel de gris 120, se observa una componente en 120 Hz predominante. La gráfica de la Figura 3.6 muestra el espectro de frecuencia de la señal correspondiente a la intensidad del LCoS cuando se despliega el nivel de gris 120. Se observa que se tiene un fuerte armónico justamente en 120 Hz además de armónicos secundarios. El armónico correspondiente a 60 Hz también se encuentra presente, a pesar de esto no tiene la misma contribución a la señal como el armónico correspondiente a los 120 Hz.

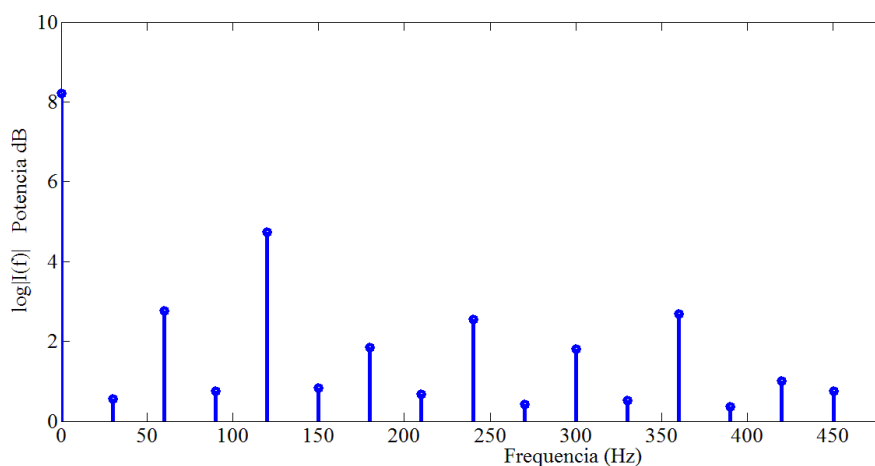


Figura 3.6 Espectro de Frecuencia del Flicker de Intensidad

Las fluctuaciones espaciales de amplitud, también pueden ser controladas bajando la temperatura del dispositivo. En donde, si se analiza el espectro de frecuencias de la señal con temperatura baja, se tiene que la componente correspondiente a 120 Hz desaparece.

3.4. Caracterización del dispositivo

Una vez encontrada la configuración polarimétrica adecuada para reducir el flicker en temperatura ambiente, es necesario conocer el tipo de modulación en el LCoS que se está obteniendo, para poder desplegar cualquier superficie de fase o amplitud. En la Figura 3.7 se muestra el arreglo interferométrico que se implementó para hacer la caracterización del dispositivo. El interferómetro mostrado en la Figura 3.7 consta de un arreglo tipo Twyman-Green, en donde el LCoS está en una de las ramas para compararlo con un espejo de referencia con una muy buena calidad óptica (superior a λ en 12).

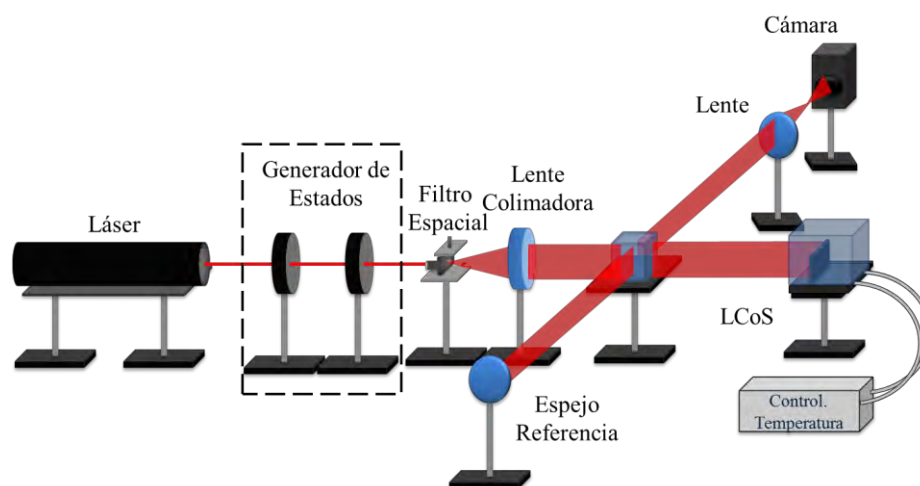


Figura 3.7 Interferómetro Twyman-Green para la calibración del LCoS

El láser usado tiene una longitud de onda de 632.8 nm. estabilizado en intensidad (*spectra physics* A117). La estabilización en amplitud, permite quitar la confusión de flicker generado por el LCoS o simplemente una fluctuación en la intensidad del láser. El control de temperatura, permite bajar la temperatura del LCoS hasta -10°C , usando un control en lazo cerrado en una celda peltier enfriada con agua fría; para evitar la condensación del medio se usó gelatina sólida de silicio para absorber la humedad del medio.

3.4.1. Modulación en Amplitud

Como se comentó anteriormente, el LCoS por ser un elemento que trabaja por medio de cristal líquido *twisted nematic*, tiene una polarización del campo eléctrico es dependiente de la polarización de la molécula de cristal líquido. Por lo tanto el haz reflejado del LCoS

depende de la polarización del haz de incidencia. En la Figura 3.5 se observa como la intensidad promedio (independiente del flicker de intensidad), es diferente de la intensidad de referencia. La diferencia entre el haz de referencia y el haz en un determinado nivel de gris (modulación en amplitud) se caracterizó usando el arreglo mostrado en la Figura 3.8.

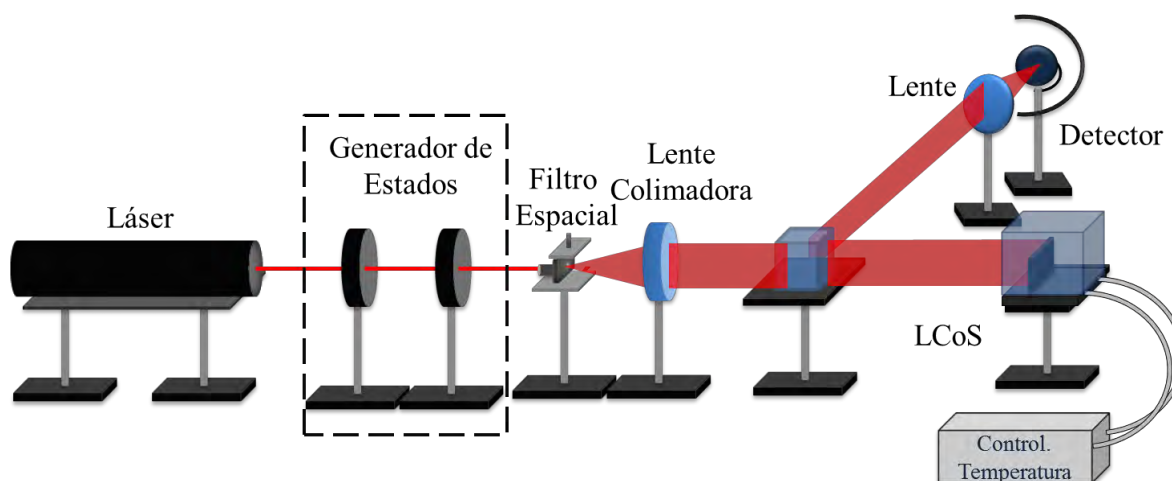


Figura 3.8 Arreglo para la caracterización de Modulación en Amplitud del LCoS

El arreglo de la Figura 3.8. es prácticamente el arreglo mostrado en la Figura 3.7. Solamente que, el brazo de referencia del interferómetro fue obstruido; en lugar de la cámara se colocó un foto detector infrarrojo. El foto-detector fue conectado a un osciloscopio y se analizó la intensidad proveniente exclusivamente del LCoS. Se analizó la irradiancia del LCoS por medio del detector, para los niveles de gris 0, 15 32, 60, 90, 120, 150, 180, 210, 240 y 255. Para observar el efecto de la polarización óptima con respecto a la variación de intensidad se analizó para los mismos niveles de gris tanto para la polarización óptima, para la reducción de *flicker*, como para una polarización tipo S.

Dado el flicker de intensidad, como se muestra en la Figura 3.5, la modulación en amplitud tiene un rango de operación. Esto quiere decir, que dependiendo de la modulación del PWM, que se está usando en el instante de la comunicación digital del LCoS con la interfaz, se puede desplegar un valor diferente de flicker; esto es observado directamente como un cambio de intensidad en el sistema. La Figura 3.9 muestra el rango de operación correspondiente a la intensidad del LCoS. Se observa que para la configuración de polarización óptima, la modulación en amplitud correspondiente a los niveles de gris entre

60 y 180 se mantiene prácticamente uniforme, además de un bajo rango de fluctuación (bajo flicker). En contraste, si se analiza el mismo rango de operación para los mismos niveles, solo que para una polarización tipo S, se observa claramente que se tiene un mayor rango de fluctuación y una variación considerable en la modulación en amplitud. Dejando de ser una constante en estos niveles y teniendo una pendiente que no se puede despreciar. Una característica importante, es que ya normalizada la intensidad con el haz de referencia (LCoS apagado) se observa una caída en la irradiancia medida. Con el LCoS en polarización óptima, se tiene un promedio del 84% de la luz reflejada mientras que para una polarización tipo S, se obtiene una reflexión correspondiente al 91%.

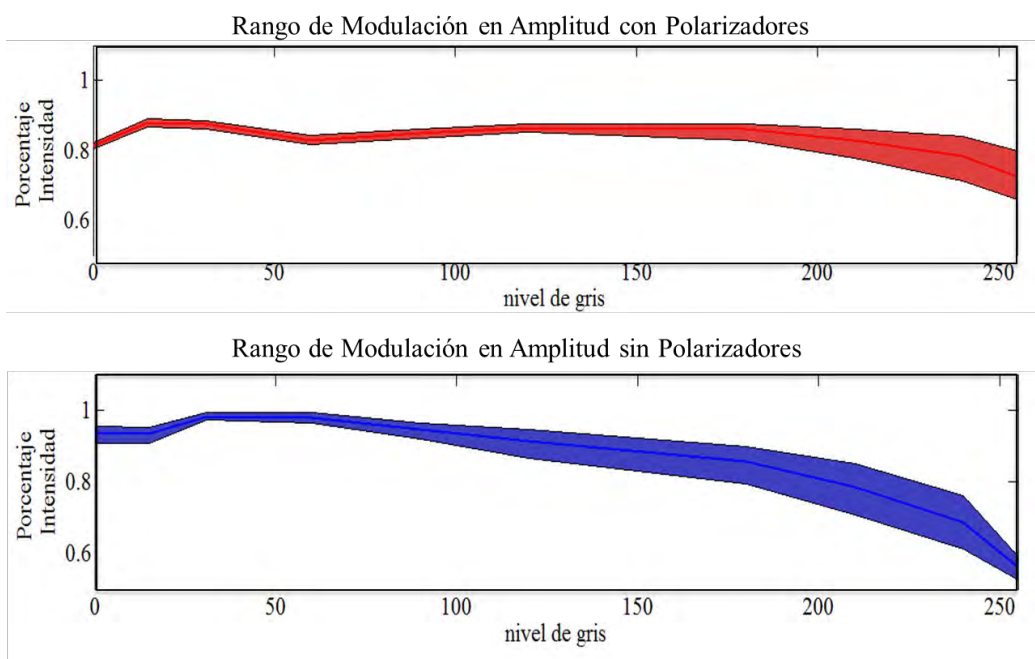


Figura 3.9 Rango de Modulación en Amplitud para el LCoS.

Con la configuración polarimétrica, no solo se reduce la modulación en amplitud un poco. También el flicker de intensidad se mantiene un poco más estable. El rango de modulación da una idea del flicker de intensidad. La Figura 3.10 muestra una gráfica en donde se observa el porcentaje de Flicker. Para el caso de temperatura ambiente sin el generador de estados de polarización, se tiene la curva de color verde en la Figura 3.10, en donde el máximo de flicker de intensidad corresponde al 15.26%.

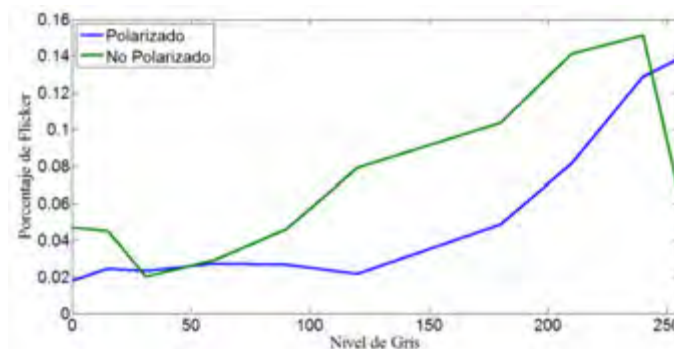


Figura 3.10 Porcentaje de Flicker.

3.4.2. Rango Dinámico

Para poder obtener el rango dinámico del LCoS, con la configuración polarimétrica óptima para la reducción de flicker a temperatura ambiente, se usó el arreglo interferométrico Twyman-Green. Al igual que para el MEMS, se necesita tener una curva que indique la relación entre fase (desplazamiento en modo pistón) y el valor enviado por medio de la computadora. El rango dinámico en bits corresponde a 256 niveles de gris; para esto se tomaron 128 interferogramas, correspondientes a los niveles 0, 2, 4...254 en la mitad derecha del LCoS, como se muestra en la Figura 3.11. En la mitad izquierda del LCoS se desplegó el nivel cero. Para evitar el desplazamiento de las franjas interferométricas causado por el cambio térmico de las monturas o cualquier ruido, por cada nivel de gris desplazado y capturado, se tomó el nivel de gris cero, con el que se realizó la corrección de la deriva térmica. La Tabla 3.2 muestra la secuencia de imágenes adquiridas, para evitar un alias del flicker, se tomaron las muestras con un tiempo de integración correspondiente a 32 ms (múltiplo de la frecuencia fundamental del flicker)

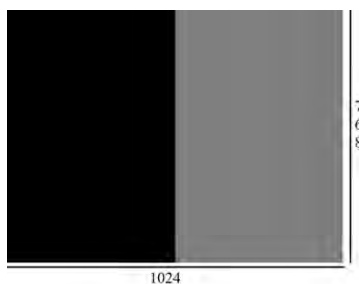


Figura 3.11 Imagen para la calibración del LCoS

Una vez adquiridas las imágenes, se calculó el desplazamiento usando cuatro algoritmos diferentes. El principal problema de la obtención del desplazamiento de fase, es que el LCoS, con la configuración óptima para reducción de flicker, produce no solo modulación en fase, sino también modulación en amplitud. La modulación en amplitud genera un bajo contraste en las franjas. La ecuación 3.1, muestra la ecuación clásica de interferencia. Sin embargo, la modulación en amplitud, muestra que el termino $I_2(n)$ corresponde a la intensidad proveniente del LCoS, es dependiente del nivel de gris. El término I_1 no varía con respecto a los niveles de gris desplegados ya que corresponde a la intensidad proveniente del espejo. La ecuación 3.1 tiene dos incógnitas, correspondientes al desplazamiento α_n y la intensidad $I_2(n)$.

$$I_n(x, y) = I_1 + I_2(n) + 2\sqrt{I_1 I_2(n)} \cos(k_o OPD(x, y) + \alpha_n), \quad (3.1)$$

Tabla 3.2 Secuencia de imágenes adquiridas para la caracterización del rango dinámico del LCoS

<i>interferograma</i>	<i>Nivel de gris Izquierda</i>	<i>Nivel de gris Derecha</i>
1	0	0
2	0	0
3	0	2
4	0	0
5	0	4
6	0	0
...		
255	0	254
256	0	0

El resultado de los algoritmos es el cambio de fase generado entre los interferogramas correspondientes a la parte derecha del LCoS compensado con el cambio de fase generado por la deriva térmica (sección izquierda de los interferogramas). Para poder hacer este ajuste fue necesario tener enfocada la imagen formada en la cámara con el LCoS para evitar la difracción generada por la separación entre los niveles.

3.4.2.1. Diferencia de cuadrados.

El algoritmo de diferencia de cuadrados está descrito en la sección 2.3. Como en el LCoS, se tiene modulación en amplitud la ecuación 2.7 tiene que ser rescrita de la siguiente forma.

$$\langle |I_0(x, y) - I_n(x, y)|^2 \rangle = \langle \left| 4\sqrt{I_1 I_2(n)} \sin\left(k_o OPD(x, y) + \frac{\alpha_n}{2}\right) \right|^2 \rangle \sin^2\left(\frac{\alpha_n}{2}\right). \quad (3.2)$$

A diferencia de la ecuación 2.7, la ecuación 3.2 tiene el término de la intensidad variable, lo cual hace un término sinusoidal modulado en amplitud por la intensidad dependiente del LCoS. Esto implica que la ecuación 2.9 tenga que ser rescrita de la forma:

$$P_n \approx F(n)(1 - \cos(\alpha_n)). \quad (3.3)$$

El método de diferencia de cuadrados consiste en encontrar el término pistón modulado en frecuencia por una señal tipo coseno, como se describe en la ecuación 2.9. Sin embargo en este caso, la modulación en amplitud causa que se tenga una sinusoidal mezclada en la forma de la curva obtenida. El término $F(n)$ no se puede omitir como en la ecuación 2.9, dado que no es constante, anteriormente la omisión se podía dar por que este término era el mismo para toda n .

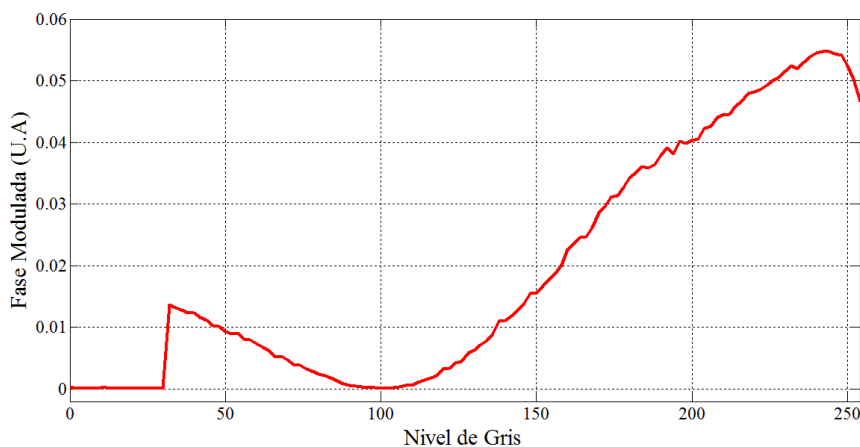


Figura 3.12 Fase modulada del LCoS obtenida mediante la diferencia de interferogramas.

La Figura 3.12 muestra la fase del LCoS por nivel de gris, modulada en un coseno con un nivel de cd., como se espera del algoritmo. La gráfica de la Figura 3.12 es el resultado de realizar tres pruebas y promediar el resultado. Para poder obtener la fase que se encuentra

modulada en la señal sinusoidal es necesario realizar un algoritmo no lineal para poder llevar a cabo la demodulación. Sin embargo, se observa que la señal no es puramente sinusoidal, después del nivel 180 de gris, la señal se va degenerando. Este resultado es coincidente con la gráfica mostrada en la Figura 3.9 en donde, la modulación en amplitud es mayor para estos niveles.

Se observa que el LCoS, no muestra un cambio de fase antes del nivel de gris 32, por lo que debe de analizarse la señal a partir de este punto. En el caso del MEMS era relativamente sencillo encontrar los máximos y mínimos de la función de modulación y realizar una regresión cuadrática de los datos obtenidos, pero en este caso se tiene una fase menor a 2π ; esto se refleja a tener menos de un ciclo completo de la señal sinusoidal, lo que hace mas complicado la obtención del elemento de fase relacionado con el pistón.

3.4.2.2. *Método general para la obtención de la fase*

En el año 2003, L. Z. Cai, Q. Liu y X. L. Yang desarrollaron un método iterativo para la obtención del término de pistón a partir de N número de interferogramas, donde $N \geq 3$ [29]. El algoritmo consiste en tomar 3 interferogramas, como se describe en las ecuaciones 3.4, 3.5 y 3.6, el termino pistón esta denotado por la letra α , este termino debe estar acotado entre cero y pi. A_1 y A_2 corresponden a las intensidades provenientes del haz de referencia y del haz objeto. El termino k_o de las ecuaciones corresponden al numero de onda y la OPD es la diferencia de camino óptico a la que puede estar sometido el sistema. Este algoritmo esta pensado para que los términos A_1 y A_2 sean constantes para los tres interferogramas, lo cual en el caso del LCoS no es posible, por la modulación de amplitud que se esta generando, se analiza el resultado de la fase para comparar con los diferentes algoritmos el resultado de la calibración del sistema.

$$I_1(x, y) = A_1 + A_2 + 2\sqrt{A_1 A_2} \cos(k_o OPD(x, y)), \quad (3.4)$$

$$I_2(x, y) = A_1 + A_2 + 2\sqrt{A_1 A_2} \cos(k_o OPD(x, y) - \alpha_1), \quad (3.5)$$

$$I_3(x, y) = A_1 + A_2 + 2\sqrt{A_1 A_2} \cos(k_o OPD(x, y) - \alpha_2 - \alpha_1), \quad (3.6)$$

El algoritmo es muy similar al método de diferencia de cuadrados. Pero, el algoritmo toma en cuenta tres interferogramas, en donde se hacen las siguientes definiciones del sistema:

$$p = \langle |I_2 - I_1| \rangle = \langle \left| 4A_1A_2 \sin \left(k_o OPD - \frac{\alpha_1}{2} \right) \right| \rangle \sin \left(\frac{\alpha_1}{2} \right), \quad (3.7)$$

$$q = \langle |I_3 - I_2| \rangle = \langle \left| 4A_1A_2 \sin \left(k_o OPD - \alpha_1 - \frac{\alpha_2}{2} \right) \right| \rangle \sin \left(\frac{\alpha_2}{2} \right), \quad (3.8)$$

$$r = \langle |I_3 - I_1| \rangle = \langle \left| 4A_1A_2 \sin \left(k_o OPD - \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right) \right| \rangle \sin \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right), \quad (3.9)$$

Al igual que el algoritmo de diferencia de cuadrados, se toma el promedio espacial de la imagen y como se asume que A_1 y la OPD del sistema son independientes, se puede tener como un termino constante denominado c . Las ecuaciones 3.7, 3.8 y 3.9 pueden ser rescritas de la siguiente forma

$$p = c \sin \left(\frac{\alpha_1}{2} \right), \quad q = c \sin \left(\frac{\alpha_2}{2} \right) \quad \text{y} \quad r = c \sin \left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \right),$$

En donde el valor de c esta dado por la ecuación 3.10

$$c = 2pqr [2(p^2q^2 + p^2r^2 + q^2r^2) - (p^4 + q^4 + r^4)]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.10)$$

Una vez definido el valor de la constante que se encuentra en las ecuaciones 3.7, 3.8 y 3.9. Solamente queda despejar los términos relacionados con el pistón. Por lo tanto las fases que se están buscando están definidas por la ecuación 3.11 y 3.12.

$$\alpha_1 = 2 \operatorname{asin} \left(\frac{p}{c} \right), \quad (3.11)$$

$$\alpha_2 = 2 \operatorname{asin} \left(\frac{q}{c} \right), \quad (3.12)$$

La Figura 3.13 muestra el resultado del algoritmo, en donde el resultado es la fase generada por el LCoS modificando los niveles de gris. Se observa que la gráfica de la Figura 3.13 llega a un máximo muy superior a los 2π , en este caso se tiene un máximo aproximado de 76π , lo que resulta completamente absurdo, ya que el máximo que el fabricante señala es un poco superior a 2π radianes.

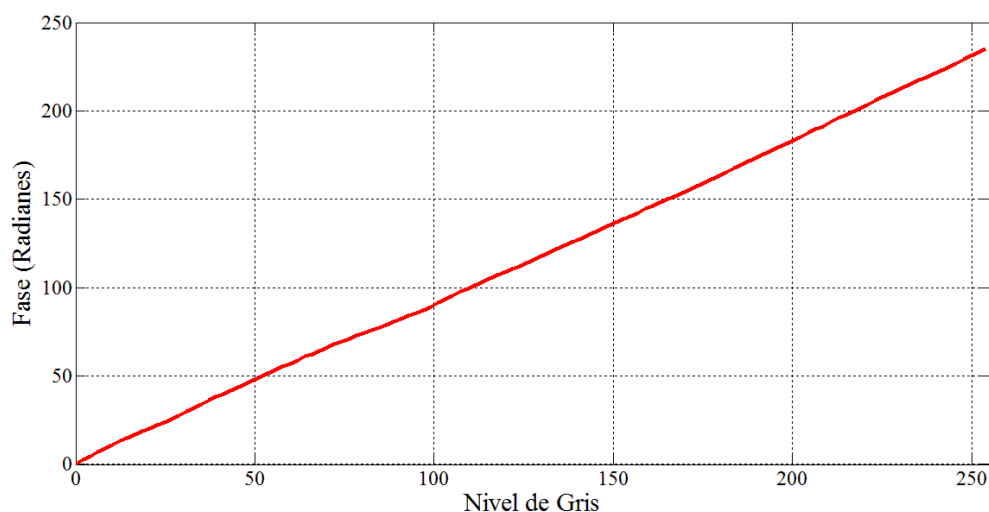


Figura 3.13 Fase del LCoS obtenida a partir del algoritmo de LZ.CAI (2003)

En contraste con el algoritmo de diferencia de cuadrados, el resultado de la fase, es completamente lineal, no se observa algún indicio de tener la no linealidad presente en el algoritmo anterior. Estos resultados indican, como era de esperarse que para esta configuración el algoritmo para recuperar el término de pistón para los interferogramas no es adecuado. El gran error generado por el algoritmo se debe a la modulación en amplitud, cabe destacar que la gráfica mostrada en la Figura 3.13 fue corregida al igual que el algoritmo de diferencia de cuadrados, en lo que respecta a la deriva térmica del dispositivo.

El algoritmo es iterativo, sin embargo la corrección se hace en la cifra correspondiente a las milésimas de radianes, por lo que no es necesario aplicar la iteración cuando el error es extremadamente grande como se muestra en la Figura 3.13. Incluso la iteración del algoritmo podría llevar un incremento al error, esto causado nuevamente por la modulación en amplitud que se está generando cuando se despliega determinado nivel de gris en el LCoS.

3.4.2.3. Recuperación de la fase usando la transformada de Fourier (método de T. Kreis, 1986)

Los dos algoritmos anteriores son completamente dependientes de la intensidad de los interferogramas, por lo que son altamente sensibles a la modulación en amplitud generada

por el LCoS. Por este motivo, es necesario aplicar un algoritmo que sea insensible a la modulación en amplitud, lo cual se puede lograr usando la transformada de Fourier. Un método bastante conocido desarrollado en el año de 1986 por Thomas Kreis consiste en la obtención de la fase a partir de la transformada de Fourier [39], aunque el método fue desarrollado para encontrar el sentido de la concavidad de la superficie recuperada, se puede aplicar para conocer la fase relativa del sistema. El algoritmo consiste en tener dos interferogramas como se muestra en las ecuaciones 3.13 y 3.14, en donde $\phi(x, y)$ representa la fase del sistema y las constantes A y B nos dan el contraste y la modulación de los interferogramas. Al igual que en el caso anterior, se desea encontrar el desplazamiento entre los interferogramas, en este caso representado por $\alpha(x, y)$.

$$i_1(x, y) = A + 2B(x, y) \cos(\phi(x, y)), \quad (3.13)$$

$$i_2(x, y) = A + 2B(x, y) \cos(\phi(x, y) + \alpha(x, y)), \quad (3.14)$$

Si se obtiene la transformada de Fourier de las ecuaciones 3.13 y 3.14 obtenemos de forma correspondiente las ecuaciones 3.15 y 3.16, suponiendo que se le agrega un desplazamiento a los interferogramas, es decir una portadora en el eje de las x .

$$I_1(u, v) = 2B\Phi(u - u_0, v) + A\delta(u, v) + 2B\Phi(u + u_0, v), \quad (3.15)$$

$$I_2(u, v) = 2Be^{-iu_0\alpha}\Phi(u - u_0, v) + A\delta(u, v) + 2Be^{iu_0\alpha}\Phi(u + u_0, v), \quad (3.16)$$

En donde Φ corresponde a la transformada de Fourier de ϕ . Si se aplica un filtro pasa banda, el cual deje pasar solamente uno de los órdenes de difracción (ya sea el orden mas uno, o el orden menos uno), y se vuelve a transformar al dominio espacial, se tienen las ecuaciones 3.17 y 3.18.

$$c_1(x, y) = B(x, y) \exp(i\phi(x, y)), \quad (3.17)$$

$$c_2(x, y) = B(x, y) \exp(i(\phi(x, y) + \alpha(x, y))), \quad (3.18)$$

El término de pistón puede encontrarse a partir de la ecuación 3.19. En la ecuación se observa que aun que el resultado del algoritmo no depende completamente de la intensidad, el término $B(x, y)$ corresponde a la modulación de intensidad del sistema, en donde en este

punto se asume que es igual. Sin embargo para el LCoS en la configuración actual, se conoce que no es completamente cierto.

$$\alpha(x, y) = \text{atan} \left[\frac{\text{Re}(c_1)\text{Im}(c_2) - \text{Im}(c_1)\text{Re}(c_2)}{\text{Re}(c_1)\text{Re}(c_2) + \text{Im}(c_1)\text{Im}(c_2)} \right], \quad (3.19)$$

La gráfica de la Figura 3.14 muestra el resultado del algoritmo, es decir la fase del LCoS para la configuración de polarización óptima. Uno de los problemas principales que tiene este algoritmo, es que la fase que se obtiene no esta desplegada, por lo que al momento de tomar el promedio espacial de la fase obtenida, se tienen errores debido al plegado de la señal. Para poder obtener un mejor resultado en el algoritmo sería conveniente realizar un despliegue de la señal antes de tomar el promedio espacial. Sin embargo, se tiene el problema de acuerdo a la ecuación 3.19 en donde se involucra la amplitud de la señal, en donde se asume que es constante para todas las señales. A pesar de esto, se tiene un comportamiento mas adecuado a lo que se espera al momento de encontrar la fase del sistema.

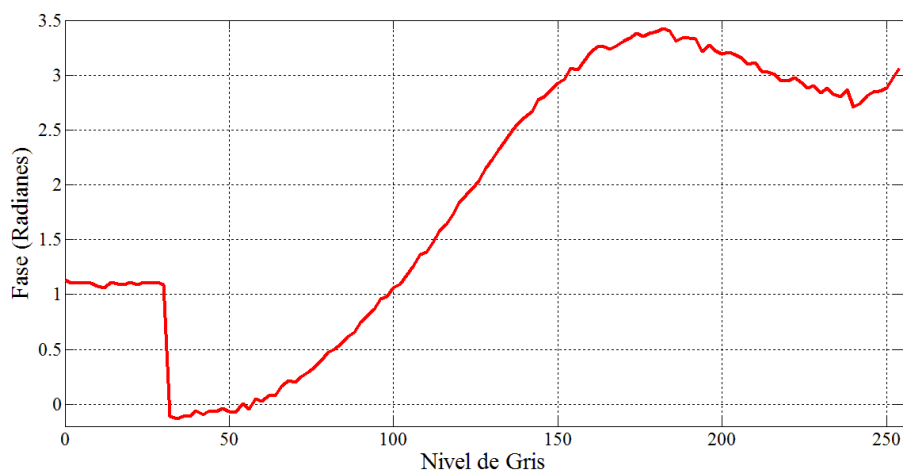


Figura 3.14 Fase del LCoS usando el Algoritmo de T. Kreis

Una de las ventajas que se tiene en este método, es que se puede obtener el cambio de fase no solo de forma promediada. La ecuación 3.19 entrega el cambio de fase de toda la imagen procesada, por lo que se puede observar la irregularidad del LCoS, aunque se tiene el mismo problema de dependencia de la intensidad al momento de obtener la parte real de las imágenes filtradas.

3.4.2.4. *Recuperación de la fase usando la transformada de Fourier (método de J.M Huntley 1985)*

Se observó que el método propuesto por T. Kreis aún es poco sensible al contraste y a la modulación de los interferogramas, por lo que se buscó una alternativa que solucionase este conflicto. En el año de 1985 J.M Huntley propuso un método enfocado al procesamiento de imágenes de Speckle y la determinación del desplazamiento entre dos patrones de correlación en una placa fotográfica [40]. El método se basa en tener un interferograma de la forma que se muestra en la ecuación 3.13, al igual que el método de Kreis, es necesario tomar la transformada de Fourier de este patrón y realizar un filtro pasa bandas en uno de los órdenes de difracción, el resultado se muestra en la ecuación 3.20.

$$H_1(u, v) = 2B\Phi_1(u + u_0, v), \quad (3.20)$$

El algoritmo indica que se debe de encontrar el máximo de la función descrita por la ecuación 3.20. El máximo puede ser encontrado usando el método de Newton-Raphson para la ecuación 3.20 en donde se busca encontrar un par de coordenadas u_1 y v_1 tales que cumplan las siguientes relaciones:

$$\left. \frac{\partial}{\partial u} |H_1(u, v)|^2 \right|_{u=u_1} = 0,$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial v} |H_1(u, v)|^2 \right|_{v=v_1} = 0$$

La fase promedio de la imagen está dada por la ecuación 3.21, en donde no existe dependencia de la señal con el factor de modulación del sistema dado que es una constante que se elimina, por ser un cociente.

$$\langle \varphi_1 \rangle = \text{atan} \frac{\text{Im}(H_1(u_1, v_1))}{\text{Re}(H_1(u_1, v_1))}, \quad (3.21)$$

Para poder obtener la fase entre dos interferogramas, se realiza el mismo algoritmo con el interferograma de comparación. Es decir, un interferograma del tipo mostrado por la ecuación 3.14 en donde se tiene un desplazamiento de fase α . En donde el desplazamiento de fase se puede encontrar simplemente por la ecuación 3.22.

$$\alpha = \varphi_2 - \varphi_1, \quad (3.22)$$

La Figura 3.15 muestra el resultado aplicando el algoritmo. La línea en rojo, corresponde al análisis de la fase del LCoS con las mismas características que con los otros algoritmos, es decir con la polarización óptima calculada. Se realizó el mismo procedimiento quitando el generador de estados de polarización para observar el comportamiento, la grafica se muestra en la Figura 3.15 en color azul, este comportamiento, se asemeja al entregado por el fabricante, con lo que se puede tener en cuenta que el método es mas adecuado que los anteriores para poder calibrar el sistema.

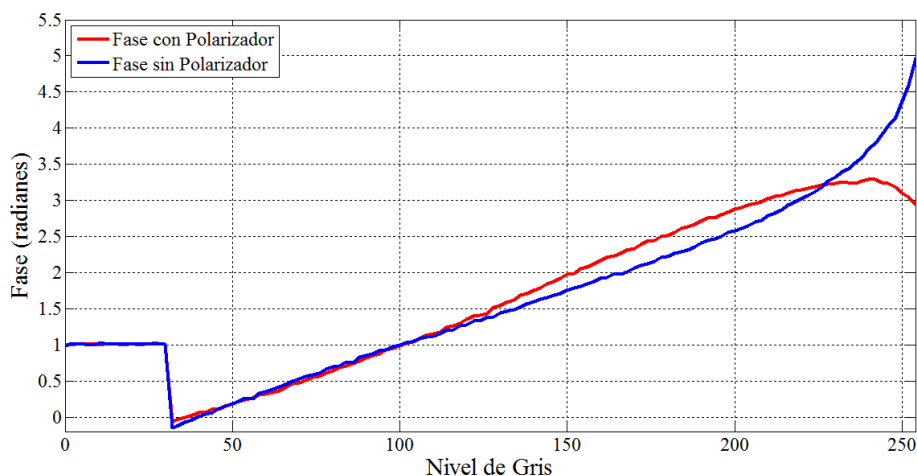


Figura 3.15 Fase del LCoS usando el Algoritmo de J.M Huntley 1985

El autor del método, recomienda el uso de un algoritmo iterativo para poder encontrar el máximo de la función de forma sub-píxel. A pesar de esto, la primera aproximación del sistema es bastante acertada, varias iteraciones en el algoritmo al momento de encontrar el punto máximo de la función, en este caso solamente afecto a las décimas de radianes. Los resultados de la Figura 3.15 son consecuencia de promediar 3 diferentes pruebas para cada una de las graficas, con el objetivo de tener un mejor control de los datos. Al igual que los algoritmos anteriores, las imágenes obtenidas, se capturaron teniendo en cuenta que el tiempo de exposición de la imagen fuese un múltiplo de la frecuencia fundamental de *flicker* para no tener un alias de la señal.

3.5. Conclusiones

En este capítulo, se muestra la caracterización del modulador espacial de luz, basado en cristal líquido. El LCoS cuya estructura es Twisted-Nematic es capaz de modular el frente de onda, tanto en amplitud como en fase. El modelo caracterizado en este trabajo es el LC-R 2500, fabricado por Holoeye. El fabricante señala que la resolución del modulador espacial es de 768 x 1024 píxeles y con un rango dinámico en fase de 0 a 2π . Sin embargo, por los experimentos realizados, se observa que el modulador espacial, no solamente posee modulación en fase, si no también modulación en amplitud, la cual puede ser crítica para determinados experimentos, como el uso del modulador como piezoeléctrico.

Además, se determinó que se tienen fluctuaciones espaciales, no solamente de fase, sino también de amplitud. Las fluctuaciones espaciales de amplitud tienen una frecuencia fundamental de 120 Hz al igual que las fluctuaciones espaciales de fase. Mostrando además armónicos múltiplos de la frecuencia fundamental de las fluctuaciones. Las fluctuaciones de intensidad pueden ser corregidas usando la polarización adecuada de la luz. Se observa que además de controlar las fluctuaciones de intensidad, la polarización también controla la modulación en amplitud, pudiendo tener un sistema de solo fase o solo amplitud.

Al igual que para el MEMS, se caracterizó el rango dinámico del dispositivo. Sin embargo, el principal problema del LCoS es la modulación en amplitud. Por lo que se probaron diferentes algoritmos que pudiesen caracterizar el rango dinámico del dispositivo. Se necesitó un algoritmo que fuese insensible a los cambios de amplitud generados por el LCoS, siendo el método desarrollado por J,M Huntley en el año de 1985. Si el algoritmo es dependiente de los registros de intensidad, los resultados son incorrectos y por lo tanto el despliegue de los datos también es incorrecto.

Conclusiones y Trabajo a Futuro

Conclusiones

Se tienen diferentes aplicaciones de los moduladores espaciales de luz en el área de microscopía. Así mismo, se observa que se pueden generar diferentes filtros o pupilas para poder generar el fenómeno de súper resolución usando los moduladores espaciales. La aplicación de los moduladores espaciales, no está solamente restringida a estos conceptos. Si no también al uso de sistemas de óptica adaptativa; no sólo en el área de microscopía, sino en el área para la cual fueron desarrollados principalmente, astronomía. Caracterizando los moduladores espaciales de luz, pueden ser aplicados en cada una de estas áreas de forma eficiente y controlada.

Se pudo caracterizar de forma adecuada el modulador espacial basado en sistemas micro mecánico de espejos deformables. Generando un modelo matemático lineal, capaz de modelar computacionalmente las formas que puede tomar la membrana del dispositivo. El modelo matemático consta de funciones de base radial para cada uno de los actuadores, formando un sistema lineal de funciones, dependiente del voltaje inducido en cada uno de los actuadores. Se tiene que la dependencia del voltaje inducido y el desplazamiento generado por el actuador no son lineales, teniendo un ajuste cuadrático para esta relación. El modelo matemático está sujeto a las restricciones físicas del sistema, como el hecho de que un actuador no puede sobrepasar el límite para el cual está diseñado, además de estar sujeto a los bordes del sistema.

En el caso del modulador espacial basado en cristal líquido se obtuvo la caracterización del sistema, conociendo como reacciona tanto fase como en amplitud. Para el caso de la modulación en amplitud, se obtuvieron curvas características dependientes del nivel de gris que se está direccionando, pudiendo observar una clara relación entre el nivel de gris y la modulación en amplitud. La modulación en amplitud, además lleva consigo una fluctuación espacial; también es dependiente al nivel de gris y puede ser controlada por medio de la temperatura del dispositivo o la polarización de la luz incidente al dispositivo. Las fluctuaciones espaciales, no solamente están presentes en la modulación de amplitud, sino

también esta las modulaciones espaciales de fase, que puede ser corregidas principalmente bajando la temperatura del dispositivo.

La modulación en amplitud generada por el LCoS, afecta la caracterización de la fase del modulador. Existen varios métodos para encontrar la diferencia de fase entre dos objetos de fase. Para poder encontrar la diferencia de fase generada por el desplazamiento del modulador usando los niveles de gris, se tuvo que implementar un algoritmo que fuese independiente a la modulación e en amplitud, es decir insensible a la intensidad.

Trabajo a Futuro

Para poder llevar a cabo este trabajo, se obtuvieron diferentes conocimientos en varias áreas de la óptica, como es la óptica adaptativa, la interferometría y la metrología óptica. Además de incursionar en el área de microscopía. Una vez caracterizado los dispositivos, se pretende generar filtros súper resolutores por diferentes técnicas usando los moduladores espaciales de luz. Con los cuales se buscara la aplicación en el área de microscopia.

Con respecto al modulador espacial de luz tipo MEMS, aun falta caracterización del dispositivo, como es el cálculo de la curva de desplazamiento contra voltaje pero ahora de cada actuadora, para poder tener el modelo computacional completo. Para realizar esta caracterización, se tiene planeado implementar la técnica de desenvolvimiento temporal, que permite encontrar la evolución de la fase de un objeto, con respecto del tiempo. Finalmente en el caso del MEMS, se colaborará el sistema computacional propuesto, generando los patrones en el laboratorio.

Todas las técnicas y algoritmos implementados, pueden ser extrapolados para ser aplicados en el área de microscopía directamente. Obteniendo así, imágenes de tejidos biológicos por medio de las técnicas súper resolutoras en conjunto con los moduladores espaciales aquí expuesto.

Referencias

- [1] D. Malacara , Óptica Básica, México D.F: Fondo de Cultura Economica, 1989.
- [2] E. Hetch, Optics, 4 ed., San Francisco: Pearson Education, 2002.
- [3] M. Minsky, «Memoir on inventing the confocal microscopy,» vol. 10, 1987.
- [4] J. B. Pawley, Handbook of Biological Confocal Microscopy, 3 ed., Wisconsin: Springer, 2006.
- [5] D. Semwogerere y E. R. Weeks, «Confocal Microscopy,» *Encyclopedia of Biomaterials and Biomedical Engineering*, 2005.
- [6] R. W. Boyd, Nonlinear Optics, Tercera ed., Rochester, New York: Academic Press, 2008.
- [7] H. Fritjof y D. Winfried, «Deep Tissue two-photon microscopy,» *Nature Methods*, vol. 2, n° 12, 2005.
- [8] Y. R. Shen, «Surface properties probed by second-harmonic and sum-frequency generation,» vol. 337, pp. 519-525, 1989.
- [9] P. J. Campagnola, M.-d. Wei, A. Lewis y L. M. Loew, «High-Resolution Nonlinear Optical Imaging of Live Cells by Second Harmonic Generation,»*Biophysical Journal* vol. 77, 1999.
- [10] J. W. Stefan W. Hell, «Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy,»*Optics Letters* vol. 19, n° 11, 1994.
- [11] S.W Hell y Thomas A. Klar, «Subdiffraction resolution in far-field fluorescence microscopy,»*Optics Letters*, vol. 24, n° 14, 1999.
- [12] S. W. Hell, «Far-Field Optical Nanoscopy,» vol. 316, n° 25, 2007.
- [13] M. G. Gustafsson , «Nonlinear Structured-illumination microscopy: Wide-file luorescence imaging with theoretically unlumited resolution,» vol. 102, n° 37, 2004.
- [14] H. Sebastian, OMX – A Novel High Speed and High Resolution Microscope and its Application to Nuclear and Chromosomal Structure Analysis, Berlin: Dissertation, Universidad de Berlín , 2007.
- [15] Z. Zalevsky y D. Mendlovic, Optical Superresolution, New York: Springer, 2004.

- [16] J. W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, 2nd ed., New York: Mc Graw-Hill, 1996.
- [17] A. Sommerfeld, Optics, vol. Volume IV of Lectures on Theoretical Physics, New York: Academic Press, Inc, 1954.
- [18] J. Mertz, Introduction to Optical Microscopy, Colorado: Roberts and Company Publishers, 2010.
- [19] E. H. Linfoot y E. Wolf, «Diffraction Images in Systems with an Annular Aperture,» vol. LXVI, n° I-B, 1953.
- [20] G. Toraldo di Francia, «Resolving Power and Information,» *JOSA*, vol. 45, n° 7, 1955.
- [21] G. Toraldo Di Francia, «Super-Gain Antennas and Optical Resolving Power,» *Il Nuovo Cimento*, vol. 9, n° 3, 1952.
- [22] R. S. Tasso y G. M. Morris, «Diffractive superresolution elements,» vol. 14, n° 7, 1997.
- [23] M. P. Cagigal, J. E. Oti, V. F. Canales y P. J. Valle, «Analytical design of superresolving phase filters,» *Optics Communications*, vol 241, n°4-6, pp. 249-253, 2004.
- [24] D. M. de Juana, J. E. Oti, V. Canales y M. Cagigal, «Design of superresolving continuous phase filters,» *Optics Letters*, vol. 8, n° 28, pp. 607-609, 2003.
- [25] D. M. de Juana, J. E. Oti, V. Canales y M. Cagigal, «Design of superresolving continuous phase filters,» *Optics Letters*, vol. 8, n° 28, pp. 607-609, 2003.
- [26] R. K. Tyson, Introduction to Adaptive Optics, Bellingham, Washington: SPIE Press, 2000.
- [27] C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet y M. Ritsch-Marte, «What spatial light modulators can do for optical microscopy,» *Laser & Photonics*, vol. 5, n° 18, pp. 81-101, 2011.
- [28] R. Krishnamoorthy Mali, *PHD. Dissertation. MEMS Deformable Mirrors for Adaptive Optics*, Boston: Boston University, Collage of Engineering, 1999.
- [29] L. Cai, Q. Liu y L. Yang, «Generalized phase-shifting interferometry with arbitrary unknown phase steps for diffraction objects,» *Optics Letters*, vol. 29, n° 2, pp. 183-185, 2004.
- [30] N. Alcala Ochoa y J. Huntley, «Convenient method for calibrating nonlinear phase modulators for use in phase shifting interferometry,» *Optical Engineering*, vol. 37, n° 9, pp. 2501-2505, 1998.

- [31] D. Pole, Algebra Lineal, Una Introducción Moderna, Primera Ed ed., Polanco: Thomson, 2004.
- [32] M. Takeda , H. Ina y K. Seiji, «Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,» *Journal Optical Society*, vol. 72, n° 1, Enero 1981.
- [33] A. Hermerschmidt, S. Osten, S. Krüger y T. Blümel, «Wave front generation using a phase-only modulating liquid-crystal based micro-display with HDTV resolution,» *Proceedings of SPIE*, vol. 6584, n° 65840E-1, 2007.
- [34] J.R. Moore, N. Collings, W.A. Crossland, A.B. Davey, M. Evans, A.M. Jeziorska, M. Komarcevic, R.J. Parker, T.D. Wilkinson, H. Xu, «The silicon backplane design for an LCoS polarization-insensitive phase,» *Photonics Technology Letters*, vol. 20, n° 1, pp. 60-62, 2008..
- [35] N. Collings, T. Davey, J. Christmas, D. Chu, B. Crossland, «The applications and technology of phase-only liquid crystal on silicon devices,» *Journal of Display Technology*, vol. 7, n° 3, pp. 112-119, 2011.
- [36] L. Lobato, A. Lizana, A. Márquez, I. Moreno, C. Iemmi, J. Campos, M.J Yzuel, «“Characterization of the anamorphic and spatial frequency dependent phenomenon in liquid crystal on silicon displays,» *Journal of the European Optical Society* ,vol. 6, n° 11012s, 2011
- [37] J. García-Márquez, V. López, A. González-Vega, and E. Noé, «Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator,» *Optics Express*, vol. 20, n° 8, pp.8431-8441, 2012.
- [38] A. Márquez, I. Moreno, C. Iemmi, A. Lizana, J. Campos, and M. J. Yzuel, «Mueller-Stokes characterization and optimization of a liquid crystal on silicon display showing depolarization,» *Optics Exprss*, vol. 16, n° 3, pp. 1669-1685, 2008.
- [39] T. Kreis, «Digital holographic interference-phase measurement using the Fourier-transform method,» *JOSA*, vol. 3, n° 6, pp. 847-855, 1986.
- [40] J. Huntley, «An image processing system for the analysis of speckle photographs,» *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 19, n° 43, 1985
- [41] D. Malacara, M. Servín y Z. Malacara, Interferogram Analysis for Optical Testing, 2005.